

MATEUS BERNARDES

**UMA ANÁLISE DA VARIABILIDADE DO FLUXO DE
MOMENTUM NA CAMADA SUPERFICIAL
ATMOSFÉRICA EM CONDIÇÕES INSTÁVEIS**

Curitiba

2008

MATEUS BERNARDES

**UMA ANÁLISE DA VARIABILIDADE DO FLUXO DE
MOMENTUM NA CAMADA SUPERFICIAL
ATMOSFÉRICA EM CONDIÇÕES INSTÁVEIS**

Tese apresentada como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Ciências, Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia do Setor de Tecnologia e Ciências Exatas da Universidade Federal do Paraná

Orientador: Nelson Luis da Costa Dias.

Curitiba

2008

TERMO DE APROVAÇÃO

MATEUS BERNARDES

UMA ANÁLISE DA VARIABILIDADE DO FLUXO DE MOMENTUM NA CAMADA SUPERFICIAL ATMOSFÉRICA EM CONDIÇÕES INSTÁVEIS

Tese apresentada como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Ciências, Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia do Setor de Tecnologia e Ciências Exatas da Universidade Federal do Paraná pela seguinte banca examinadora:

Orientador:

Nelson Luis da Costa Dias, PhD.
Departamento de Transportes, UFPR

Prof. Osvaldo Luiz Leal de Moraes, DSc.
Departamento de Física, UFSM

Profa. Elizabeth Wegner Karas, DSc.
Departamento de Matemática, UFPR

Prof. Maurício Felga Gobbi, PhD.
Departamento de Transportes, UFPR

Profa. Cynara de Lourdes da Nóbrega Cunha, DSc.
Departamento de Transportes, UFPR

Curitiba, 19 de setembro de 2008

Dedicatória

Aos meus pais,

Zélia e Newton (In memoriam)

Agradecimentos

Muitas pessoas contribuíram para que este trabalho se realizasse. Meu orientador, o professor Nelson Dias me acolheu e acreditou em meu trabalho, além de ter me apresentado à turbulência atmosférica, assunto tão complexo para quem inicia, quanto instigante para quem nele persiste (e como me ajudou a persistir!). O professor Maurício Gobbi tem um papel muito importante também, não só como membro da banca e deste grupo de pesquisa, como pela sua cultura geral na área de fluidos, manifestada tanto em cursos regulares quanto em discussões e seminários de pesquisa. Aos membros da banca, agradeço a disposição de participar desta defesa, engrandecendo o trabalho através de sugestões e críticas construtivas: professores Maurício Gobbi, Osvaldo Moraes, Cynara Cunha e Elizabeth Karas. Alguns destes também foram fundamentais desde a defesa do projeto de qualificação, ainda muito cru na época, e incluo nesta lista o professor Paulo Justiniano.

Esta tese está fundamentada em conjuntos de dados obtidos em duas campanhas distintas. Estas campanhas só foram possíveis graças à dedicação de várias pessoas que delas participaram: Marcelo Chamecki, Selma Maggiotto, Leocádio Grodzki, Henrique Duarte, Sandro Vissotto, Dornelles Vissotto, Sandro Sanchez e Nelson Dias. A elas estou imensamente grato, pois esta dedicação propiciou-me a realização do presente trabalho e, a Marcelo Chamecki devo ainda um agradecimento extra por ter cedido gentilmente os dados da campanha de Ponta Grossa.

A convivência dentro do grupo de pesquisa do **Lemma** também deve ser mencionada como fator de grande importância para a realização deste trabalho. Não só do ponto de vista acadêmico, mas o dia-a-dia desfrutado com estas pessoas possibilitou-me também chegar até aqui:

Eduardo Gobbi, Afonso, Ernani, Selma, José Eduardo, André, Helder, Henrique, Diana, Dornelles, Sandro, Wolf, Liége e Ana Paula.

Agradeço ao PPGMNE/UFPR – Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia – principalmente a professora Mildred Hecke, que me convidou para fazer parte deste curso, quando ainda estava em construção o programa de doutorado; e a Maristela, que sempre esteve sorridente e disposta a ajudar na solução de probleminhas burocráticos e operacionais.

Agradeço a FURNAS CENTRAIS ELÉTRICAS S.A. que financiou parte deste trabalho através do Projeto Delta-F – Estudos de Evaporação e Evapotranspiração no Reservatório de Furnas. Agradeço à Prefeitura Municipal de Curitiba, que também participou do financiamento desta pesquisa, através do Projeto Qualidade do Ar – Eixo Metropolitano. Agradeço ao Instituto Tecnológico Simepar pelo espaço físico cedido ao Lemma.

Agradeço a Celina e Nichelle, pela manutenção da minha saúde física e mental.

Agradeço a meus filhos, Clara e João, pela paciência que tiveram com todos os “não, agora não posso” que ouviram (agora eu posso...).

E um agradecimento mais do especial devo à minha esposa, Tayne. Se muitas vezes não entendi a forma como manifestava seu apoio, tive sempre a certeza de sua presença a meu lado. Hoje percebo o quanto sua companhia foi fundamental nesta (e em tantas outras) caminhada(s).

Epígrafe

... anyway the wind blows

Sumário

Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xvii
Lista de Abreviaturas e Siglas	xviii
Lista de Abreviaturas e Siglas	xix
Lista de Símbolos	xx
Abstract	xxvi
Resumo	xxvii
1 Introdução	1
2 Fundamentação teórica	6
2.1 Camada Limite Atmosférica	6
2.2 Temperaturas potencial e virtual	8
2.2.1 Estabilidade Atmosférica	10
2.3 Dinâmica do Escoamento na CLA	11
2.3.1 Um Escoamento Invíscido de Larga Escala	13

2.4	Escoamentos Viscosos de Pequena Escala: Turbulência	14
2.4.1	Decomposição de Reynolds	16
2.5	Difusividade Turbulenta e o Problema do Fechamento	19
2.6	Balanco de Energia Cinética Turbulenta	21
2.6.1	Estabilidade Atmosférica Revisitada	23
2.7	Teorias de Similaridade na CLA	24
2.7.1	Camada Superficial: Similaridade de Monin-Obukhov	25
2.7.2	Camada Convectiva de Mistura	29
2.7.3	Regime de Convecção Livre Local numa Camada Intermediária	30
2.8	Camada Limite Estável	33
2.9	Análise Espectral de Dados de Turbulência	34
3	Revisão Bibliográfica	42
3.1	Velocidade de Atrito	44
3.2	Estimativa de Fluxos	47
3.3	Cálculo das Médias	53
3.4	Análise Dimensional Direcional	55
3.5	A Camada Limite Estável	62
3.6	A Camada Superficial sob uma Camada Externa Convectiva	64
4	Experimentos de Campo	66
4.1	Conjunto de Dados Auxiliar	70
4.2	Análise dos Dados	73

4.3	Filtragem dos Dados	79
4.4	Cronologia das Variáveis Médias	81
4.4.1	Furnas	82
4.4.2	Ponta Grossa	85
5	Motivação Experimental	88
5.1	Ângulos obtidos usando Filtragem dos Dados	92
5.2	Variação do Ângulo α com a Estabilidade Atmosférica	96
5.3	Perfis de Similaridade	103
5.4	Espectros de Velocidade	104
6	Uma análise da variabilidade do fluxo de <i>momentum</i> na camada superficial atmosférica em condições instáveis	115
6.1	Discussão	115
6.2	Comportamento dos termos da equação de balanço das tensões superficiais	120
6.2.1	Adimensionalização da Equação de Balanço das Tensões	124
6.2.2	Produção Mecânica de Tensões	126
6.2.3	Produção Térmica de Tensões	127
6.2.4	Divergência do Transporte Vertical de Tensões	129
6.2.5	Tensões Transversais	130
6.3	Balanço de Produção e Consumo de Tensões	132
7	Conclusões e Recomendações	135

Apêndice A – Dedução das Equações que Governam a Dinâmica de um Fluido Incompressível	139
A.1 Equação da Continuidade	139
A.2 Equações de Navier-Stokes	140
Apêndice B – Termodinâmica de Um Fluido	142
Apêndice C – Conservação da Energia Mecânica	146
Apêndice D – Aproximação de Boussinesq	149
Apêndice E – Dinâmica de um Fluido via Decomposição de Reynolds	152
Referências Bibliográficas	156

Lista de Figuras

2.1	Ciclo diurno da espessura da camada limite. Adaptada de Stull (1991).....	8
2.2	Classificação da estabilidade atmosférica segundo o perfil de temperatura potencial virtual. Figura adaptada de Arya (1999).	11
2.3	Exemplo de um sinal turbulento típico na CLA. Velocidade longitudinal instantânea medida a 20 Hz. Data: 14/07/2004, hora local: 18:30 às 20:30.	16
2.4	Aparência típica de uma distribuição de energia espectral na CLA. Figura adaptada de Kaimal e Finnigan (1994).	36
2.5	Densidade espectral de u . Figura adaptada de Kaimal e Finnigan (1994).	40
2.6	Densidade espectral de w . Figura adaptada de Kaimal e Finnigan (1994).	41
3.1	Ângulo α entre $(\overline{U}, \overline{V})$ e $-(\overline{u'w'}, \overline{v'w'})$	45
3.2	Idealizações das medidas de $u_* = \tau_0/\rho$ realizadas por Haugen et al. (1971). A diferença entre as medidas dos anemômetros situados 22,6 e 5,66 m é extrapolada até a superfície e a fração desta extrapolação em relação aos valores medidos nas placas de arrasto, 0,67 na média, é usado como fator de correção. ...	48
4.1	Vista parcial do Lago de Furnas.	66
4.2	Estação Guapé: torre suporte para conjuntos de medição.	67
4.3	Conjuntos de medição. A esquerda o conjunto de resposta lenta; e à direita, o de resposta rápida.	68
4.4	Predominância do vento no período 2002-2004.	69

4.5	Esquema de alinhamento dos Anemômetros Sônicos.	70
4.6	Vista da torre montada em campo para o experimento de Ponta Grossa.	71
4.7	Anemômetro sônico <i>Campbell</i> CSAT3 operando acoplado à torre da figura 4.6. ..	71
4.8	Estrutura dos arquivos .turb no EXFU3.	74
4.9	Esteira de vento formada pelo escoamento vindo ao sul da torre, atingindo os anemômetros e corrompendo o escoamento pela presença do obstáculo.	77
4.10	Razão entre a frequência de ventos “anômalos” com relação ao alinhamento de τ com \bar{U} pelo total da frequência de ventos apurados para cada setor de 45° , para o CSAT3, mostrando como a torre afeta estas medidas.	78
4.11	O mesmo que a figura anterior, agora para o anemômetro YOUNG. A diferença entre as razões deve-se a pequenas diferenças de alinhamento entre os sensores. .	79
4.12	Efeito da filtragem sobre a série temporal de velocidade do vento, componente u . Dados de Furnas, 17/07/2004, das 8:15 às 8:45 (hora local).	80
4.13	Efeito da filtragem sobre a série temporal de temperatura. Dados de Furnas, 17/07/2004, das 8:15 às 8:45 (hora local).	81
4.14	Cronologia da velocidade horizontal média do vento durante o EXFU-3. Médias tomadas a cada 30 min.	82
4.15	Cronologia da temperatura média do ar durante o EXFU-3. Médias tomadas a cada 30 min.	83
4.16	Cronologia do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov medido a 3,7m para o EXFU-3. Médias tomadas a cada 30 min.	84
4.17	Comparação da cronologia da velocidade horizontal média do vento com o parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov para o EXFU-3. O regime de ventos mais fortes ocorre com a atmosfera mais próxima de neutra.	84

4.18	Cronologia da velocidade horizontal média do vento em Ponta Grossa. Médias tomadas a cada 30 min.	85
4.19	Cronologia da temperatura média do ar em Ponta Grossa. Médias tomadas a cada 30 min.	86
4.20	Cronologia do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov medido a 4,2 m em Ponta Grossa. Médias tomadas a cada 30 min.	87
5.1	Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 60 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.	89
5.2	Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 30 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.	89
5.3	Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 15 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.	89
5.4	Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 5 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.	90
5.5	Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 3 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.	90
5.6	Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 1 minuto. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.	90
5.7	Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 30 segundos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.	91
5.8	Sequência dos modelos para as distribuições de frequências para α dados pela eq. 5.2, para todas as janelas de tempo, aparelho CSAT3.	92
5.9	Frequência de ângulos α para séries de 60 minutos (CSAT3), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).	93

5.10	Frequência de ângulos α para séries de 30 minutos (CSAT3), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).	93
5.11	Frequência de ângulos α para séries de 15 minutos (CSAT3), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).	93
5.12	Frequência de ângulos α para séries de 60 minutos (YOUNG), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).	94
5.13	Frequência de ângulos α para séries de 30 minutos (YOUNG), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).	95
5.14	Frequência de ângulos α para séries de 15 minutos (YOUNG), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).	95
5.15	Variação do ângulo entre τ e \bar{U} segundo a intensidade média do vento, dividido pelas subcamadas de Kader e Yaglom. Cada ponto representa um série de 30 min, e a legenda de símbolos especifica a que camada ele pertence. Dados de Furnas.	97
5.16	Variação do ângulo entre τ e \bar{U} segundo a intensidade média do vento, dividido pelas subcamadas de Kader e Yaglom. Cada ponto representa um série de 30 min, e a legenda de símbolos especifica a que camada ele pertence. Dados de Ponta Grossa.	98
5.17	Análoga à figura 5.15 para os dados de Furnas, para séries selecionados de acordo com o critério $CR \geq 0,98$	99
5.18	Análoga à figura 5.16 para os dados de Ponta Gossa, para séries selecionados de acordo com o critério $CR \geq 0,95$	100

5.19	Magnitudes de $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ para os dados de Furnas. A relação de predominância da componente longitudinal sobre a transversal enfraquece com o aumento da instabilidade até o limite de convecção livre onde as duas são da mesma ordem de grandeza.	101
5.20	Magnitudes de $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ para os dados de Ponta Grossa, somente para séries com $CR \geq 0,95$	102
5.21	Magnitudes de $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ para todos as séries temporais de Ponta Grossa, mostrado para incluir dados que se aproximem do limite de convecção livre.	102
5.22	Desvio padrão adimensionalizado de w . A curva de linha cheia é dada pela expressão 5.6, enquanto que a linha pontilhada representa a fórmula 2.69 de Businger-Dyer.	103
5.23	Desvio padrão de w adimensionalizado por u_f . A linha cheia representa o ajuste para os dados de Furnas, enquanto que a linha pontilhada representa o ajuste para os dados de Ponta Grossa.	104
5.24	Densidade espectral de u em alta (H) e baixa frequência para a série r_1 indicado na tabela 5.3.	106
5.25	Densidade espectral de w em alta (H) e baixa frequência para a série r_1 indicado na tabela 5.3.	106
5.26	Densidade espectral de θ em alta (H) e baixa frequência para a série r_1 indicado na tabela 5.3.	107
5.27	Ajuste suave para a densidade espectral de u dada pela expressão 5.10 para a série r_1 de Furnas.	108
5.28	Ajuste suave para a densidade espectral de w dada pela expressão 5.10 para a série r_1 de Furnas.	108

5.29	Espectro adimensional de u para as séries instáveis da tabela 5.3. Acima: segundo a expressão 5.11. Abaixo: segundo a expressão 5.12.	109
5.30	Espectro adimensional de w para as séries instáveis da tabela 5.3. Acima: segundo a expressão 5.11. Abaixo: segundo a expressão 5.12.	110
5.31	Espectro adimensional de u para as séries estáveis da tabela 5.3. Acima: segundo a expressão 5.11. Abaixo: segundo a expressão 5.12.	111
5.32	Espectro adimensional de w para as séries estáveis da tabela 5.3. Acima: segundo a expressão 5.11. Abaixo: segundo a expressão 5.12.	112
6.1	A esquerda: Estimativa para o termo transiente na equação 6.9 sobre os dados do EXFU-3. A direita: idem, para os dados de Ponta Grossa. Nota-se o aumento da variação deste termo com o aumento da instabilidade.	119
6.2	A esquerda: Estimativa para o termo transiente na equação 6.6 sobre os dados do EXFU-3. A direita: idem, para os dados de Ponta Grossa. Ao contrário do ocorrido com o termo transiente para \overline{U} , este é constante.	119
6.3	Ajuste do comprimento de rugosidade para a SDN em Furnas.	122
6.4	Ajuste do comprimento de rugosidade para a SDN em Ponta Grossa.	122
6.5	Comparação das estimativas de u_* dadas por $ \overline{u'w'} ^{1/2}$ e por um método independente. Furnas.	123
6.6	Comparação das estimativas de u_* dadas por $ \overline{u'w'} ^{1/2}$ e por um método independente. Ponta Grossa.	123
6.7	Previsão para $\phi_{uw} \propto \zeta^p$ com $p = 0.3$ para os dados de Furnas (+) e Ponta Grossa (\square).	124
6.8	Estimativa para a produção mecânica de tensões (linha cheia - Furnas; linha pontilhada - Ponta Grossa), e dados de campo (+ - Furnas; \square - Ponta Grossa). . .	127

6.9	A esquerda: Previsão de $-\overline{u'\theta'}/\overline{w'\theta'}$ como potência de ζ para os dados de Furnas. A direita: Idem para os dados de Ponta Grossa.	128
6.10	Estimativa para a produção térmica de tensões (linha cheia - Furnas; linha pontilhada - Ponta Grossa), e dados de campo (+ - Furnas; \square - Ponta Grossa).	129
6.11	Fluxo vertical de tensões cisalhantes adimensionalizada, $\overline{u'w'^2}/\sigma_w^3$, + - Furnas; \square - Ponta Grossa.	130
6.12	Estimativa para a produção térmica de tensões transversais (+ - Furnas; \square - Ponta Grossa).	131
6.13	Fluxo vertical de tensões transversais cisalhantes adimensionalizada, $\overline{v'w'^2}/\sigma_w^3$, + - Furnas; \square - Ponta Grossa.	131
6.14	Previsão para a produção adimensional de $\overline{u'w'}$. É claro o decréscimo da produção com o aumento da instabilidade.	132

Lista de Tabelas

2.1	Classificação da atmosfera segundo os gradiente de temperatura (ARYA, 1999). .	9
2.2	Estabilidade estática e o gradiente de temperatura potencial virtual segundo Arya (1999).....	10
2.3	Estabilidade dinâmica e o número de Richardson.	23
4.1	Descrição dos canais no EXFU-3.....	74
4.2	Descrição dos canais em Ponta Grossa.	75
5.1	Desvio angular c.r.a. 0° dos ângulos medidos entre τ e \bar{U} em cada uma das subcamadas definidas por Kader e Yaglom (1990), para os dados do EXFU-3 e Ponta Grossa. Os valores entre parênteses representam a quantidade de pontos disponíveis por subcamada para o cálculo das estatísticas.....	98
5.2	Desvio angular c.r.a. 0° dos ângulos medidos entre τ e \bar{U} em cada uma das subcamadas definidas por Kader e Yaglom (1990), para os dados do EXFU-3 com $CR \geq 0,98$ e Ponta Grossa com $CR \geq 0,95$. Os valores entre parênteses representam a quantidade de pontos disponíveis por subcamada para o cálculo das estatísticas.	100
5.3	Descrição das séries temporais de Furnas analisadas.	105

Lista de Abreviaturas e Siglas

Lista de Abreviaturas e Siglas

Lemma	- Laboratórios de Estudos em Modelagem e Monitoramento Ambiental
CLA	- Camada Limite Atmosférica
CLC	- Camada Limite Convectiva
CLE	- Camada Limite Estável
CLP	- Camada Limite Planetária
CR	- Camada Residual
CS	- Camada Superficial
LES	- <i>Large Eddy Simulations</i> - Simulação de Grandes Vórtices
MCT	- Método das Covariâncias Turbulentas
MTS	- Modelo das Três Subcamadas
SCL	- Subcamada de Convecção Livre
SDC	- Subcamada Dinâmico-convectiva
SDN	- Subcamada Dinâmica
TEAL	- <i>Theodorsen Ejection Amplifiers Like</i> - estruturas tipo-amplificadores de ejeção de Theodorsen
TSMO	- Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov
VANT	- Veículo Aéreo Não Tripulado

Lista de Símbolos

Símbolos Romanos Minúsculos

\mathbf{u}	- vetor velocidade	m s^{-1}
\mathbf{x}	- vetor posição	m
\bar{e}	- energia cinética da turbulência	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
a	- sinal turbulento genérico	—
a'	- flutuação em torno da média de a	—
c	- velocidade do som	m s^{-1}
c_p	- calor específico a pressão constante	$\text{m}^2 \text{s}^{-2} \text{K}^{-1}$
CR	- razão de constância	adimensional
e	- energia interna	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
f	- frequência cíclica	s^{-1}
f	- parâmetro de Coriolis	s^{-1}
f_n	- frequência	s^{-1}
g	- aceleração da gravidade	m s^{-2}
h	- espessura da camada limite noturna	m
k	- constante de von Karman	adimensional
k	- número de onda relacionado à f	m^{-1}
K_h	- difusividade turbulenta de calor	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
K_m	- difusividade turbulenta de <i>momentum</i>	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
L_*	- comprimento de estabilidade de Obukhov	m
n	- frequência adimensional	adimensional
n	- frequência adimensional	s^{-1}
p	- pressão	Pa
p_0	- pressão de referência	Pa

p_e	- pressão de equilíbrio	Pa
q	- umidade específica	g kg^{-1}
r	- distância de separação	m
R_f	- número de Richardson de fluxo	adimensional
Re	- número de Reynolds	adimensional
Ri	- número de Richardson	adimensional
Ri_c	- Valor crítico para Ri	adimensional
t	- tempo	s
u'	- flutuação em torno da média da componente longitudinal da velocidade	m s^{-1}
$u(x)$	- sinal turbulento contínuo unidimensional	—
u_*	- velocidade de atrito	m s^{-1}
u_f	- escala de velocidade de convecção livre local	m s^{-1}
u_g	- componente longitudinal do vento geostrófico	m s^{-1}
u_m	- componente de mesoescala da velocidade u	m s^{-1}
u_{**}	- escala de velocidade horizontal na SDC	m s^{-1}
u_ϵ	- escala de velocidades de McNaughton	m s^{-1}
v'	- flutuação em torno da média da componente lateral da velocidade	m s^{-1}
v_g	- componente lateral do vento geostrófico	m s^{-1}
w'	- flutuação em torno da média da componente vertical da velocidade	m s^{-1}
w_*	- escala de velocidade convectiva de Deardorff	m s^{-1}
w_B	- escala de velocidade convectiva de Stull	m s^{-1}
$x(i)$	- série temporal genérica	—
$y'(i)$	- correção de $y'_0(i)$	—
$y'_0(i)$	- estimativa inicial para as flutuações em torno de y	—
$y(i)$	- componente filtrada de passa baixa	—
z	- altura	m

z_0	- comprimento de rugosidade	m
z_i	- espessura da CLA	m
z_s	- escala de comprimento de McNaughton	m
z_{0h}	- rugosidade escalar para o calor sensível	m

Símbolos Romanos Maiúsculos

\bar{A}	- componente média de a	—
\bar{U}	- velocidade longitudinal média	m s^{-1}
\bar{V}	- velocidade transversal média	m s^{-1}
\bar{W}	- velocidade vertical média	m s^{-1}
\bar{U}	- velocidade horizontal média	m s^{-1}
\hat{L}	- comprimento de estabilidade no MTS	m
A	- constante	adimensional
$A(n)$	- sinal discreto genérico	—
B	- constante	adimensional
C_{*D}	- coeficiente de transporte da camada de mistura	adimensional
CR	- razão de constância	adimensional
$E(k)$	- energia espectral discreta	—
$F(k)$	- transformada discreta de Fourier	—
J	- tamanho da janela do filtro auto-recursivo	s
L	- escala de comprimento	m
L_x	- escala de comprimento horizontal	m
L_z	- escala de comprimento vertical	m
M_{ML}	- velocidade média do vento na camada de mistura	m s^{-1}
N	- número de ocorrências	—
N_f	- frequência de Nyquist	s^{-1}
P_t	- número de turbulência de Prandtl	adimensional
R_u	- função de autocovariância	—
S_u	- densidade espectral	—
S_χ	- densidade espectral	—

T	- temperatura	K
T_*	- escala de temperatura na CS	K
T_v	- temperatura virtual	K

Símbolos Gregos Minúsculos

α	- ângulo entre τ e \bar{U}	graus
$\delta_{\alpha=0^\circ}$	- desvio angular absoluto em relação a 0	graus
ε_s	- taxa de dissipação da camada exterior	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
ε	- dissipação viscosa	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
η	- microescala de Kolmogorov	m
ω	- vorticidade	s^{-1}
τ	- vetor de tensões horizontais	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
μ	- média amostral	—
μ	- viscosidade	$\text{kg m}^2 \text{s}^{-4}$
ν	- viscosidade cinemática	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ω	- frequência angular	rad s^{-1}
ϕ_e	- taxa de dissipação da energia interna	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
ϕ_h	- gradiente neutro de temperatura	adimensional
ϕ_m	- gradiente adimensional de velocidade	adimensional
ϕ_w	- desvio-padrão adimensional de w	m s^{-1}
ϕ_ε	- taxa de dissipação adimensional de ECT	adimensional
ϕ_θ	- desvio-padrão adimensional de θ	K
ϕ_{uw}	- função de correção de u_* devido à instabilidade	adimensional
ϕ	- função de similitude genérica	adimensional
ψ_h	- correção do perfil neutro de temperatura devido a instabilidade	adimensional
ψ_m	- correção do perfil neutro de velocidade devido a instabilidade	adimensional
ρ	- densidade	kg m^3
σ_w	- desvio-padrão de w	m s^{-1}

σ_θ	- desvio-padrão de θ	K
$\sigma_{u,v}$	- desvio padrão de u ou v	ms^{-1}
σ	- desvio-padrão amostral	—
τ_x	- componente longitudinal do vetor de tensões de Reynolds	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
τ_y	- componente lateral do vetor de tensões de Reynolds	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
θ_*	- escala de temperatura da CS	K
θ_f	- escala de temperatura de convecção livre local	ms^{-1}
θ_v	- temperatura virtual potencial	K
θ	- temperatura potencial	K
φ	- latitude	graus
$\hat{\zeta}$	- variável de estabilidade no MTS	adimensional
ξ	- intervalo de tempo necessário para cobrir a distância r	s
ζ_*	- variável de estabilidade de Monin-Obukhov	adimensional
ζ	- variável local de estabilidade	adimensional

Símbolos Gregos Maiúsculos

$\Delta\theta_v$	- diferença de temperatura virtual potencial entre a superfície e a camada de mistura	K
Δt	- intervalo de aquisição de dados	s
Γ	- taxa adiabática	K km^{-1}
$\Lambda(z)$	- comprimento local de estabilidade	m
Λ	- escala integral	m
Ω	- velocidade angular da Terra	rad s^{-1}
χ_n^*	- conjugado complexo de χ_n	—
χ_n	- transformada de Fourier de χ	—
χ	- variável genérica	—
$\bar{\Theta}$	- temperatura média	K

Símbolos Gerais

a_i	- constante	—
-------	-------------	---

a_u	- constante	adimensional
a_θ	- constante	adimensional
B_1	- constante	adimensional
B_2	- constante	adimensional
b_i	- constante	—
b_u	- constante	adimensional
b_θ	- constante	adimensional
C_2	- constante	adimensional
C_3	- constante	adimensional
C_4	- constante	adimensional

Abstract

Data obtained from two different measurement sites, one over the lake of Furnas in the winter of 2004, and another over land surface (soybean crop) in the summer of 2002, show a significant non-alignment between the mean horizontal wind vector and the stress vector for turbulence measurements using sonic anemometers at 3,7 m above the lake surface and 4,2 m above the land surface. Flow distortion, averaging times and the procedure used for extracting the turbulent fluctuations (such as low-pass filtering and filter widths) were eliminated as possible causes for this discrepancy after detailed analysis. It is shown that the absolute value of the angle between mean wind and stress vectors approaches zero in quasi-neutral stratification and increases with increasing instability. The budgets for the stress flux terms show that the production of $\overline{u'w'}$ tends asymptotically to zero with increasing instability, and so, this flux cannot be considered constant with height under convective conditions. As a result, the two components of the stress vector become of the same order of magnitude, and the local stress vector becomes non-aligned with the wind vector. As a consequence, the usual practice of assuming that the momentum flux measured locally at height z equals the surface value may not be correct, as the purely dynamical sublayer of the surface layer may be shallower than is usually considered, and the values of friction velocity in very unstable conditions may be underestimated.

Resumo

A partir de dados obtidos de uma campanha extensiva sobre o lago de Furnas realizada durante dez dias no inverno de 2004, um grande desalinhamento entre a direção média do vento e o vetor de tensões superficiais foi encontrado em medições realizadas a 3,7 m acima da superfície do lago, através do Método das Covariâncias Turbulentas (MCT) utilizando anemômetros sônicos. Esta situação se repete para um segundo conjunto de dados proveniente de um experimento realizado em terra no verão de 2002 a 4,2 m acima da superfície, portanto em condições geográficas e micrometeorológicas bem diversas. Eliminamos a possibilidade da influência aerodinâmica da torre sobre o escoamento, selecionado os *runs* correspondentes a ventos soprando dentro de um setor de direções aceitáveis. As janelas usadas para o cálculo das médias também mostrou pouca influência sobre o resultado e mesmo o uso de filtro auto-recursivo de passa-baixa para o cálculo dos fluxos não amenizou de forma sensível esta anomalia. Averiguou-se que este desvio angular aumenta com o aumento da instabilidade e que é próximo de zero em condições quase neutras. Propomos que o fluxo de *momentum* varie com z e concluímos a partir das equações de balanço de tensões cisalhantes que com o aumento da instabilidade, a produção de $\overline{u'w'}$ decresça assintoticamente tornando as magnitudes das duas componentes do vetor de tensões equiparavelmente pequenas. Nestas condições então, o desejado alinhamento não ocorre. Desta forma, sugerimos o uso cuidadoso da estimativa do fluxo de *momentum* medido a altura z , $\overline{u'w'}$, no cálculo da velocidade de atrito em condições muito instáveis, uma vez que a subcamada estritamente dinâmica da camada superficial é mais rasa do que se imagina.

1 Introdução

No período de 14 a 22 de julho de 2004 foi realizado um experimento intensivo de campo (EXFU-3) no Lago do Reservatório de Furnas (FURNAS CENTRAIS ELÉTRICAS S.A.) no estado de Minas Gerais. Este experimento está inserido em um conjunto maior de experimentos semelhantes que tem como objetivo estudar a evaporação e evapotranspiração no reservatório (DIAS et al., 2004), uma vez que a perda de água causada por estes fenômenos é de fundamental importância para o setor energético. Kan (2005) cita a necessidade de estimativas confiáveis de evaporação em lagos de usinas hidrelétricas como um dos fatores essenciais no planejamento deste tipo de obra.

Com a intenção de aumentar a compreensão do ciclo hidrológico nas bacias que contribuem para o reservatório de Furnas instaurou-se o projeto *Delta-F - Estudos de evaporação e evapotranspiração no reservatório de FURNAS* executado pelo Lemma - Laboratórios de Estudos em Modelagem e Monitoramento Ambiental, sob encomenda de FURNAS CENTRAIS ELÉTRICAS S.A. A obtenção de estimativas de evaporação mais realistas é um dos fatores essenciais para a compreensão do balanço hídrico do reservatório (DIAS et al., 2002). Para tal foi instalada uma estação micrometeorológica, chamada Guapé, dentro do Reservatório da Usina Hidrelétrica de Furnas, cujo objetivo é o cálculo dos fluxos de massa, calor e *momentum* através do Método das Covariâncias Turbulentas (MCT). Além do cálculo destes fluxos são medidos: velocidade do vento, temperatura do ar, umidade específica do ar, temperatura da superfície da água, radiação solar incidente e refletida, radiação líquida e precipitação.

Estes estudos do Lemma sobre o lago de Furnas motivaram, até o ano de 2006, a realização de uma tese de doutorado e duas dissertações de mestrado defendidas no Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia. Kan (2005) elaborou um modelo de evapotranspiração que se baseia em escalas de tempo menores do que as tradicionalmente baseadas em estimativas anuais, atendendo à conservação de massa por balanço hídrico nas pequenas escalas. Cancelli (2006) desenvolveu um modelo para a evolução térmica em lagos profundos baseada em Hoestetler e Bartlein (1990) incluindo modificações para as estimativas dos fluxos baseadas nas equações de transferência e na Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO), e novas parametrizações para a difusividade turbulenta de calor na água. Duarte (2006) desenvolveu uma metodologia analítica para corrigir a atenuação dos fluxos de vapor d'água que ocorrem nas altas frequências quando são usados higrômetros capacitivos (que são sensores de resposta lenta em relação aos higrômetros infravermelhos). O presente trabalho também desfruta desta parceria.

Os dados da campanha intensiva de campo realizada no lago durante o inverno de 2004 exibem uma aparente incoerência física entre a direção média do vento na horizontal e o vetor fluxo de *momentum* horizontal (ou vetor de tensões superficiais de Reynolds) obtido através do MCT: os dois vetores não se alinham em boa parte dos casos. Esta contradição levanta a suspeita sobre o valor da velocidade de atrito, parâmetro fundamental na Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) para o estabelecimento de gradientes adimensionais de variáveis médias tais como velocidade do vento, temperatura e outros escalares; além de estatísticas adimensionais para as flutuações destas variáveis.

Um segundo conjunto de dados foi agregado a este de Furnas. Este conjunto é proveniente de um experimento intensivo realizado no sítio experimental da EMBRAPA, no verão de 2002, no município de Ponta Grossa (PR). Como as condições geográficas são totalmente distintas do lago de Furnas (já que este experimento foi realizado em terra), o conjunto de dados reflete esta diferença à medida em que uma quantidade muito maior de séries temporais em condições quase-neutras estão disponíveis aqui. Esta característica permite analisar com mais

cuidado o comportamento do vetor horizontal de tensões (e seu alinhamento com a direção média do vento) na transição entre a subcamada dinâmica e as subcamadas dinâmico-convectiva e a estritamente convectiva, corroborando os resultados obtidos em Furnas. Desta forma, todos os resultados aqui exibidos (com exceção dos espectros) foram obtidos a partir destes dois conjuntos distintos de dados.

Além de uma seleção criteriosa efetuada sobre o conjunto total de dados que eliminou séries temporais cuja direção média do vento comprometessem as medições obtidas (efeitos da presença da torre em Furnas e da topografia em Ponta Grossa) efetuou-se uma dupla rotação de coordenadas de modo a alinhar o sistema de coordenadas com a direção média do vento em cada série temporal. Duas metodologias distintas foram empregadas no cálculo dos fluxos de calor e *momentum* pelo MCT de modo a contornar a não-estacionariedade do escoamento: a diminuição gradativa da janela de tempo no cálculo das médias e o uso de um filtro auto-recursivo de passa baixa. Como o desalinhamento entre os dois vetores, ainda assim se mantém, remete-se a discussão à outra direção: ao invés de melhorar as estimativas numéricas destes fluxos, investigamos questões teóricas que parecem mais relevantes quanto a este assunto. A saber: este desalinhamento, como será mostrado, depende da estabilidade. O aumento gradativo da instabilidade diminui a espessura da subcamada dinâmica da camada superficial, e assim os fluxos de *momentum* medidos à altura z não mais representam os fluxos superficiais com acurácia, uma vez que as magnitudes das duas componentes deste vetor tornam-se comparáveis nesta situação, o que não acontece na subcamada dinâmica onde a magnitude da componente transversal é desprezível em relação à longitudinal. Uma análise das equações de balanço para os fluxos de *momentum* é desenvolvida na intenção de investigar as causas da variabilidade destes fluxos e verifica-se que, com o agravamento das condições instáveis, os mecanismos de produção da componente longitudinal do vetor fluxo de *momentum* decrescem. Enquanto isso os mecanismos de produção da componente longitudinal deste vetor independem da estabilidade e se mantém aproximadamente nulos justificando assim a equiparação entre suas magnitudes.

Esta conclusão vai na direção oposta daquilo que propõem Wyngaard et al. (1971), onde a produção mecânica da componente longitudinal é crescente com o aumento da instabilidade até certo limite estabelecido pelo parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov. Esta discordância entretanto, pode ser justificada por dois fatores. O primeiro é simples: Wyngaard et al. (1971) estendem sua análise até onde a teoria clássica lhes permite, isto é, até o limite de $\zeta_* \simeq -2$ (onde ζ_* é a variável de estabilidade de Monin-Obukhov). Até este limite a produção mecânica pode ser considerada constante ou mesmo levemente crescente. O segundo fator pode estar relacionado com a estimativa da velocidade de atrito (usada como escala de velocidade) a partir dos fluxos calculados pelo MCT à altura z . Será mostrado que, a partir do Modelo das Três Subcamadas (MTS) de Kader e Yaglom (1990), a magnitude da componente longitudinal do vetor de tensões diminui justamente à medida em que a altura z onde se localizam os instrumentos é afetado cada vez mais por efeitos térmicos de produção de energia cinética da turbulência (ECT), tornando esta região da atmosfera mais e mais instável.

A influência de efeitos térmicos sobre o escoamento exige então uma correção para a estimativa da velocidade de atrito obtida a partir dos fluxos de *momentum* medidos à altura z . Uma função de similaridade relacionando os fluxos superficiais e os locais (isto é, medidos à uma altura z acima da superfície) é proposta aqui e seu uso em condições instáveis revela-se essencial na análise das equações de balanço de tensões cisalhantes (ou fluxos de *momentum*). Desta forma e alicerçado na comprovação experimental destas hipóteses a partir de dois conjuntos distintos de dados, esta tese mostra que a assim chamada “camada de fluxos constantes” é mais rasa do que se costuma supor, e assim, os valores da velocidade de atrito calculados a partir de medidas de fluxos obtidas a esta altura z estão subestimados, deixando sob suspeita as adimensionalizações que utilizam esta escala se as condições são fortemente convectivas.

O texto está organizado da seguinte maneira: no capítulo 2 é feita uma revisão da teoria clássica de dinâmica dos fluidos e turbulência na camada limite atmosférica; no capítulo 3 é apresentada a revisão bibliográfica que aborda as questões mais relevantes no que diz respeito ao cálculo de fluxos, alinhamento entre a direção média do vento e as tensões superficiais,

velocidade de atrito, análise dimensional direcional e variabilidade dos fluxos de *momentum*; no capítulo 4 descreve-se o sítio experimental e a análise de dados; no capítulo 5 são apresentados os resultados sobre o ângulo entre a direção média do vento e o vetor horizontal de tensões que motivaram o desenvolvimento posterior deste trabalho, além de estatísticas adimensionais para o desvio padrão da componente vertical da velocidade e espectros adimensionais de u e w . O capítulo 6 é reservado para a análise das equações de balanço das tensões onde comprovam-se as hipóteses levantadas anteriormente sobre a influência dos efeitos térmicos sobre o fluxo de *momentum*. Finalmente, as conclusões e recomendações para trabalhos futuros são apresentadas no capítulo 7.

2 Fundamentação teórica

2.1 Camada Limite Atmosférica

A *camada limite atmosférica* (CLA) ou *camada limite planetária* (CLP) é a região da atmosfera diretamente influenciada pelas trocas de *momentum*, calor e vapor d'água que ocorrem entre superfície terrestre e a atmosfera. Isto corresponde a uma camada de 1 ou 2 km acima da superfície terrestre, onde movimentos turbulentos que ocorrem numa escala temporal de uma hora ou menos dominam o escoamento (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Forçantes que induzem estas trocas entre a atmosfera e a superfície incluem atrito com a superfície, evaporação, transpiração, transferência de calor, emissão de poluentes e modificações no escoamento induzidas pela topografia. Sua importância deve-se ao fato de que a grande maioria das atividades humanas originam-se, ocorrem e geram consequências dentro desta camada (STULL, 1991).

A espessura da CLA sobre a superfície terrestre varia com a latitude, o ciclo das estações e a alternância entre dia e noite. Sobre os oceanos esta variação é bem menor do que sobre a superfície terrestre uma vez que a capacidade calorífica da água é alta, e assim a temperatura da água do mar varia bem menos, “enfraquecendo” um dos principais forçantes da superfície sobre a CLA.

Classicamente, a evolução da CLA num dia quente e sem muitas nuvens é dada pela figura 2.1. Nestas condições ideais uma camada limite convectiva (CLC) ou camada de mistura fica bem constituída. A superfície terrestre aquecida transfere calor convectivamente para a camada superficial adjacente que, aquecida, transfere calor para as camadas superiores, uma vez que a temperatura decresce até a porção média da camada de mistura. O perfil do vento médio é

aproximadamente logarítmico na camada superficial e aproximadamente constante acima desta (ARYA, 1999). Este gradiente de velocidades cria cisalhamento que, junto com as térmicas ascendentes, é responsável pela forte presença de turbulência nesta camada de mistura diurna. No topo desta camada há uma inversão do perfil de temperatura, que funciona como um teto para as térmicas ascendentes. É a chamada zona de entranhamento.

Um pouco antes do pôr-do-sol, o fluxo vertical positivo (para cima) de calor que ocorria naquela camada instável de mistura dá lugar a um fluxo vertical negativo (para baixo), enquanto o perfil de temperatura vai lentamente se invertendo (a temperatura aumenta com a altura), e assim, o movimento convectivo das térmicas cessa. Esta camada é bem mais baixa que a CLC e bastante estável, apresentando pouca turbulência, que se deve principalmente a jatos de vento noturnos. Nesta fase de transição as variáveis ainda apresentam o perfil da camada de mistura numa região acima da camada limite estável noturna (CLE), formando o que é chamado de camada residual (CR). Esta camada noturna é caracterizada pela presença de ondas de gravidade e intermitência da turbulência (que é bem mais fraca que na camada de mistura diurna) e, nos períodos onde ela não ocorre, o escoamento torna-se basicamente independente do atrito com a superfície (STULL, 1991). O topo desta camada estável é bem mais difícil de se caracterizar do que o da camada instável diurna e pode nem mesmo existir, no sentido clássico.

Uma fina camada em contato com o solo permanece durante todo o ciclo, apresentando pouca variação de altura. Trata-se de uma camada superficial (CS), onde os fluxos não variam mais do que 10%, sendo assim considerada uma camada de fluxos constantes.

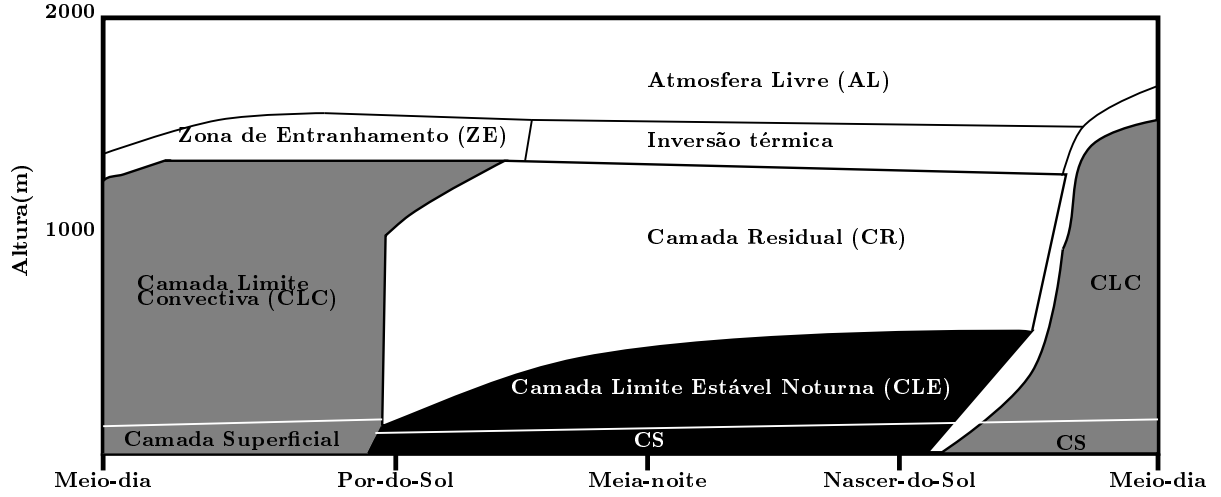


Figura 2.1: Ciclo diurno da espessura da camada limite. Adaptada de Stull (1991).

2.2 Temperaturas potencial e virtual

A *temperatura potencial* θ é a temperatura que uma parcela de ar (cuja temperatura é T) passaria a ter se fosse trazida adiabaticamente até uma altura cuja pressão de referência é p_0 (por exemplo, ao nível do mar $p_0 \approx 100\text{kPa}$).

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}}, \quad (2.1)$$

onde $R/c_p \approx 0,286$ é uma constante. O valor da temperatura potencial pode ser calculado de maneira aproximada (STULL, 1991) por:

$$\theta \approx T + \frac{g}{c_p} z. \quad (2.2)$$

Nesta expressão, z é altura acima do nível do mar (ou a elevação em relação à altura do solo) e $g/c_p = 0,0098\text{ K km}^{-1}$. Numa camada adiabática da atmosfera, a temperatura potencial não varia com a altura. Os gradientes de temperatura e de temperatura potencial relacionam-se por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma \right) \approx \frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma, \quad (2.3)$$

onde $\Gamma = -g/c_p \approx -9,8^\circ\text{Ckm}^{-1}$ é a *taxa adiabática*. A aproximação acima, dada pela equação 2.3 é bastante razoável na CLA, onde a diferença entre T e θ não costuma superar 10%. Como numa atmosfera adiabática, $\partial\theta/\partial z = 0$, o gradiente de temperatura potencial pode ser considerado como uma boa medida do grau de afastamento da atmosfera em relação ao estado adiabático, como mostra a tabela 2.1.

Tabela 2.1: Classificação da atmosfera segundo os gradiente de temperatura (ARYA, 1999).

Superadiabática:	$-\partial T/\partial z > \Gamma$
Adiabática:	$-\partial T/\partial z = \Gamma$
Subadiabática:	$-\partial T/\partial z < \Gamma$
Isotérmica:	$-\partial T/\partial z = 0$
inversão Térmica:	$-\partial T/\partial z > 0$

Quando a umidade do ar é importante, surge o conceito de *temperatura virtual*, T_v , definida em termos da temperatura absoluta (T) e da umidade específica (q) por:

$$T_v = T (1 + 0,61 q). \quad (2.4)$$

Esta é a temperatura que o ar seco teria se sujeito à mesma temperatura e pressão que o ar úmido. Também é possível definir, de maneira análoga àquela feita em 2.1 uma *temperatura virtual potencial*, θ_v :

$$\theta_v = T_v \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}}. \quad (2.5)$$

As mesmas relações que valem para os gradientes de temperatura e temperatura potencial, valem aqui também:

$$\frac{\partial \theta_v}{\partial z} = \frac{\theta_v}{T_v} \left(\frac{\partial T_v}{\partial z} + \Gamma \right) \approx \frac{\partial T_v}{\partial z} + \Gamma. \quad (2.6)$$

Na subsecção (2.2.1) usamos este gradiente para classificar o estado de estabilidade da atmosfera.

2.2.1 Estabilidade Atmosférica

O gradiente de temperatura potencial virtual é usado na classificação da estabilidade (estática) atmosférica como dado pela tabela 2.2.

Tabela 2.2: Estabilidade estática e o gradiente de temperatura potencial virtual segundo Arya (1999).

$\partial\theta_v/\partial z$	Estabilidade Estática	Atmosfera
> 0	Estável	Subadiabática
$= 0$	Neutra	Adiabática
< 0	Instável	Superadiabática

Esta classificação da estabilidade (estática) atmosférica é de carácter eminentemente local. Uma classificação mais abrangente e de carácter dinâmico é obtida a partir do perfil de θ_v , como mostra a figura 2.2.

Uma camada da atmosfera se encaixa na classificação *instável* se uma parcela de ar que ali entra e transita, o faz devido a sua própria flutuabilidade. Deve-se ressaltar que, eventualmente, uma parcela de ar não atravessa a camada instável toda, assim, uma única parcela não pode ser usada para classificar a camada inteira, como vemos na figura 2.2 (c, e, f, as linhas pontilhadas mostram a movimentação de diferentes parcelas). Assim, a camada é definida a partir da movimentação de todas as parcelas dentro dela.

A camada atmosférica se encontra *estável* quando o gradiente de temperatura potencial virtual é positivo e quando as parcelas de ar não conseguem ascender por sua própria flutuabilidade, sendo forçadas a permanecer em estado de equilíbrio. E é chamada *neutra*, quando não for instável e quando não houver gradiente de temperatura potencial virtual.

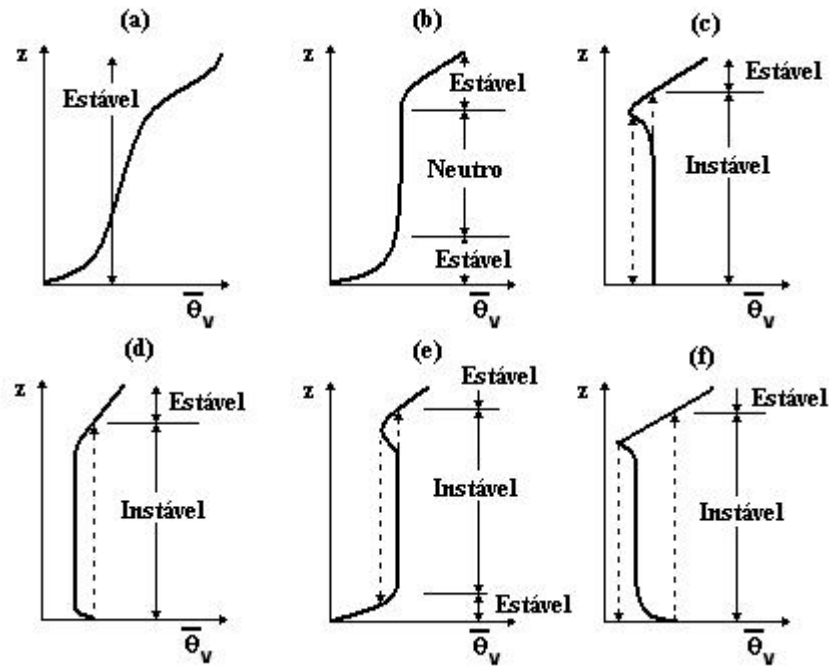


Figura 2.2: Classificação da estabilidade atmosférica segundo o perfil de temperatura potencial virtual. Figura adaptada de Arya (1999).

2.3 Dinâmica do Escoamento na CLA

A dinâmica do escoamento sobre a CLA é, numa primeira aproximação, a mesma que a do escoamento de um fluido incompressível sobre uma placa plana, podendo ser prescrita através de dois princípios básicos, o da conservação de massa e da conservação de quantidade de movimento (BATCHELOR, 1967; BUSINGER, 1984; KUNDU, 1990). A equação 2.7, chamada de *equação de conservação da massa* ou *equação da continuidade* traduz em termos de uma equação diferencial o fato de que a massa que ocupa uma porção do espaço não varia com o tempo (LIN; SEGEL, 1988), ainda que a porção que ela ocupa possa se deformar.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (2.7)$$

Nesta equação, $\rho(\mathbf{x}, t)$ é a massa específica ou densidade da porção de fluido que ocupa a posição $\mathbf{x} = (x, y, z)$ no instante t , e $\mathbf{u} = (u, v, w)$ é o campo de velocidades do escoamento. Em geral, os líquidos podem ser considerados fluidos incompressíveis, mas os gases não. Para

velocidades abaixo de 100ms^{-1} entretanto, esta suposição é razoável (KUNDU, 1990), dando origem à chamada aproximação de Boussinesq (apêndice D). Desta forma, na CLA consideramos que o ar é um incompressível, portanto:

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0, \quad (2.8)$$

onde ρ é a densidade do ar e $D\rho/Dt = \partial\rho/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho$ é a derivada material de ρ . Portanto, de 2.7 e 2.8:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (2.9)$$

Portanto, o princípio de conservação da massa implica que a divergência do campo de velocidades se anula.

A segunda lei de Newton aplicada a uma parcela de ar diz que a quantidade de movimento não se conserva, isto é:

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v + \nu \nabla^2 u; \quad (2.10)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u + \nu \nabla^2 v; \quad (2.11)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \nu \nabla^2 w; \quad (2.12)$$

onde p é a pressão, $\nu = \mu / \rho$ é a viscosidade cinemática do fluido e $f = 2 \Omega \sin \varphi$ é o parâmetro de Coriolis que depende da latitude φ . Este é o conjunto das equações de *Navier-Stokes* num referencial em rotação que mostra que a aceleração de uma partícula de fluido (ar) na atmosfera depende do gradiente de pressão a que ela está sujeita, da sua viscosidade, dos efeitos da rotação da Terra na horizontal e da aceleração da gravidade na vertical.

Com isto, tem-se quatro equações a cinco incógnitas (as três componentes da velocidade, (u, v, w) , a densidade ρ do fluido e a pressão p a que ele está sujeito). Assim, além destas, é necessária uma equação de estado que relacionando pressão, densidade e temperatura (T):

$$p = p(\rho, T). \quad (2.13)$$

Esta equação entretanto, insere uma nova variável o que exige duas novas equações. A primeira delas é outra equação de estado, relacionando a pressão, a temperatura e a energia interna do sistema (e):

$$e = e(p, T); \quad (2.14)$$

e a segunda é a equação que descreve a variação desta energia interna:

$$\rho \frac{De}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla T) - p (\nabla \cdot \mathbf{u}) + \phi_e, \quad (2.15)$$

onde ϕ_e é a taxa de dissipação da energia interna do sistema. Com isto, o conjunto de equações que descreve a dinâmica do escoamento na CLA está fechado: são sete equações e sete incógnitas.

2.3.1 Um Escoamento Invíscido de Larga Escala

Uma solução particular para o conjunto de equações 2.9, 2.10, 2.11 e 2.12 pode ser obtido no caso de um fluido de viscosidade desprezível. Na CLA a viscosidade tem papel fundamental, portanto a aproximação invíscida não vale ali. Acima desta camada entretanto esta aproximação pode ser bastante útil. Fazendo $\nu = 0$ nas equações de *Navier-Stokes*, obtemos as equações de Euler:

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v; \quad (2.16)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u; \quad (2.17)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g; \quad (2.18)$$

Desprezando os termos de inércia ($D/Dt = 0$) nas equações 2.16, 2.17 e 2.18 acima, obtemos um campo de velocidades conhecido como *vento geostrófico* (ARYA, 1999; CUSHMAN-ROISIN, 1994):

$$u_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y}; \quad v_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (2.19)$$

A não ser na CLA e próximo ao equador (onde $|f| \rightarrow 0$) o vento geostrófico é uma boa aproximação para o vento real de larga escala (com erro da ordem de 10%, Arya (1999)) nas camadas superiores da atmosfera.

2.4 Escoamentos Viscosos de Pequena Escala: Turbulência

Na camada limite planetária entretanto, a viscosidade desempenha um papel crucial e não pode ser desprezada como feito na seção 2.3.1. A viscosidade é a responsável pelo surgimento das tensões cisalhantes resultantes do atrito do ar em contato com a superfície além de ser o único mecanismo de dissipação de energia cinética da turbulência.

Um escoamento viscoso pode ser laminar ou turbulento. Considerando um escoamento dentro da CLA onde as velocidades típicas são da ordem de $U = 5 \text{ ms}^{-1}$; onde $L = 100 \text{ m}$ é uma escala de comprimento bastante representativa, e levando-se em consideração um valor aproximado para a viscosidade cinemática do ar de $\nu = 1,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (STULL, 1991) o *número de Reynolds* para este escoamento vale aproximadamente 3×10^7 sugerindo que este escoamento seja turbulento.

O *número de Reynolds*, Re , é um parâmetro fundamental em mecânica dos fluidos. Ele compara os efeitos inerciais e viscosos do escoamento segundo a relação:

$$Re = \frac{LU}{\nu}. \quad (2.20)$$

Este parâmetro adimensional estabelece uma condição necessária para se classificar o escoamento como *laminar* quando Re é pequeno, da ordem de 2300 ou menos; ou *turbulento* quando Re é grande, acima de 4000 aproximadamente (POPE, 2000). Assim, no caso de escoamentos turbulentos, no seu comportamento médio, os efeitos inerciais têm predominância sobre os viscosos, cuja importância só aparece em escalas pequenas. Em micrometeorologia o parâmetro mais usado para caracterizar a turbulência atmosférica é o *número de Richardson*, que será discutido na seção 2.6.1.

Lumley e Panofsky (1964) citam outros fatores que caracterizam a turbulência, entre eles: ela é rotacional e dissipativa (isto é, a energia mecânica é transformada em energia interna); tridimensional; não-linear e estocástica. Davidson (2005) caracteriza a turbulência como um conjunto complexo de vorticidade que advecta a si mesma de acordo com a equação:

$$\frac{D\omega}{Dt} = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \omega, \quad (2.21)$$

onde $\omega \equiv \nabla \times \mathbf{u}$ é o vetor *vorticidade*.

O conceito de escala é fundamental em turbulência. Num escoamento turbulento encontram-se vórtices de vários tamanhos. Os maiores estão associados ao comportamento médio do escoamento e sua escala (de comprimento) é comparável à escala de comprimento típica deste escoamento. Nesta escala, o escoamento depende basicamente das condições de contorno. Na CLA os maiores vórtices são da ordem de grandeza da espessura da camada limite. Se nesta escala o valor alto do número de *Reynolds* sugere que a viscosidade possa ser desprezada, nas menores escalas, o que acontece é exatamente o inverso: a energia dos grandes vórtices é transmitida aos menores sucessivamente, até o ponto em que a viscosidade entra em cena, dissipando

toda essa energia num processo conhecido como cascata de energia de *Kolmogorov* (KOLMOGOROV, 1941b, 1941a; FRISCH, 1995).

A figura 2.3 mostra o comportamento de um sinal turbulento típico. O sinal mostra a componente longitudinal da velocidade do vento registrada sobre o lago de Furnas na data de 14/07/2004 das 18:30 às 20:30, hora local, medida a uma frequência de 20 Hz.

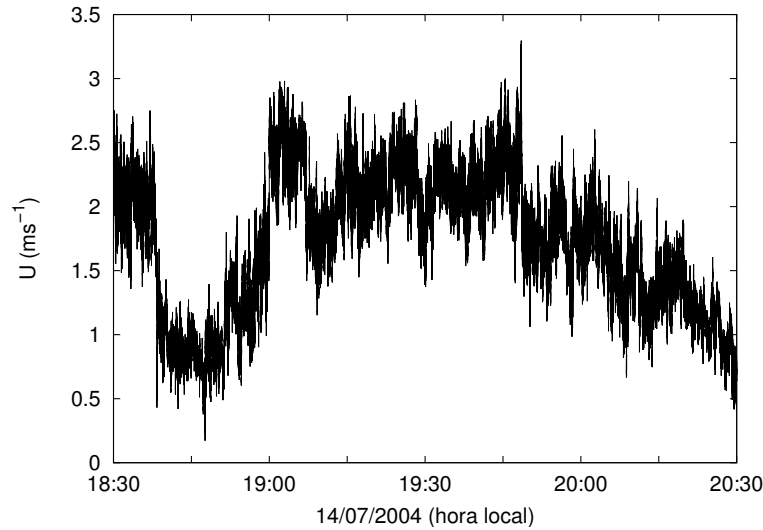


Figura 2.3: Exemplo de um sinal turbulento típico na CLA. Velocidade longitudinal instantânea medida a 20 Hz. Data: 14/07/2004, hora local: 18:30 às 20:30.

Nesta escala temporal, o conjunto de equações que descrevem a dinâmica da CLA (2.8, 2.10, 2.11 e 2.12) não parece o mais adequado na descrição do sinal exemplificado pela figura 2.3. O caráter estocástico da turbulência sugere outra descrição deste sinal, decompondo-o numa componente média mais suave (nesta escala) e uma flutuação turbulenta em torno desta média.

2.4.1 Decomposição de Reynolds

A decomposição do sinal (a) em uma componente média (\bar{A}) e uma flutuação em torno desta média (a') é dada por:

$$a = \bar{A} + a'. \quad (2.22)$$

Neste ponto devemos especificar o tipo de média com a qual estamos trabalhando. Esta média pode ser uma média temporal (tomada sobre medidas feitas durante um determinado intervalo de tempo); espacial (tomada sobre medidas feitas no mesmo instante, em vários pontos no espaço); ou ainda, a média amostral (tomada sobre um conjunto de realizações idênticas do mesmo experimento). Para a decomposição de Reynolds supõe-se válidos os *postulados de Reynolds*:

1. $\overline{K} = K$, se K é uma constante;
2. $\overline{\overline{A}} = \overline{A}$;
3. $\overline{A + B} = \overline{A} + \overline{B}$;
4. $\overline{AB} = \overline{A}\overline{B}$;
5. $\overline{a'} = 0$;
6. $\overline{dA/ds} = d\overline{A}/ds$.
7. $\overline{\int A ds} = \int \overline{A} ds$.

Nem todas estas propriedades são válidas para os dois primeiros tipos de média listados, apenas para as médias de conjunto. Infelizmente este tipo de média é irrealizável na prática, onde se trabalha com médias espaciais ou temporais. Para garantir que este conjunto de propriedades listadas sejam satisfeitas, usa-se a *hipótese ergódica* (BUSINGER, 1984; MORAES; ACEVEDO, 2005). Isto significa que a média temporal converge para a média de conjunto se o intervalo de tempo para o cálculo da média aumenta.

Desta forma, o conjunto de equações que regem a dinâmica na CLA descrevem agora “apenas” a dinâmica do escoamento na média. A primeira delas,

$$\nabla \overline{\mathbf{u}} = \frac{\partial \overline{U}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{V}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{W}}{\partial z} = 0, \quad (2.23)$$

mostra que o escoamento é incompressível na média. Em seguida,

$$\frac{D\bar{U}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + f\bar{V} + \mathbf{v} \cdot \nabla^2 \bar{U} - \left(\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right), \quad (2.24)$$

$$\frac{D\bar{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - f\bar{U} + \mathbf{v} \cdot \nabla^2 \bar{V} - \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right), \quad (2.25)$$

$$\frac{D\bar{W}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - g + \mathbf{v} \cdot \nabla^2 \bar{W} - \left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} \right), \quad (2.26)$$

são as equações de *Reynolds* para o escoamento médio. Novos termos surgem neste último conjunto de equações, que são os termos envolvendo as covariâncias $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$; e as variâncias $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ e $\overline{w'^2}$. Como estas são calculadas a partir das flutuações em torno de $\bar{\mathbf{u}}$, tratam-se de termos de natureza turbulenta, mostrando que o escoamento médio sofre influência da dinâmica turbulenta destas variáveis.

Uma vez que o sistema de coordenadas é arbitrário, fixamos um sistema que esteja alinhado com o escoamento médio, de tal forma que $\bar{V} = \bar{W} = 0$. Na CLA é bastante razoável supor que o escoamento é homogêneo na horizontal e assim, as derivadas em x e y desaparecem. Além disso, a derivada D/Dt que aparece nas equações 2.25, 2.26 e 2.26 é a derivada material que possui uma componente local $\partial/\partial t$ e uma advectiva $\mathbf{u} \cdot \nabla$, de tal forma que, supondo ausência de advecção, podemos reescrever estas equações de maneira bastante simplificada:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = \mathbf{v} \cdot \nabla^2 \bar{U} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}; \quad (2.27)$$

$$0 = f\bar{U} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}; \quad (2.28)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - g + \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z}. \quad (2.29)$$

Os efeitos da rotação da Terra (parâmetro de Coriolis) são desprezíveis nas camadas mais baixas da atmosfera, e assim, na segunda equação em 2.28 é usual considerar que $\overline{v'w'}$ é constante com a altura. Os termos turbulentos incluem as covariâncias $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ que representam os fluxos verticais de quantidade de movimento horizontal (ou ao contrário, uma vez que o tensor de tensões é simétrico).

2.5 Difusividade Turbulenta e o Problema do Fechamento

Os fluxos turbulentos, $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$, resultantes da substituição da decomposição de *Reynolds* nas equações de *Navier-Stokes* são fundamentais. Estes são os termos de transporte turbulento no escoamento e este transporte é um mecanismo de mistura muito mais eficiente que a difusão molecular pura (ver Tennekes e Lumley (1972)).

Entretanto estes fluxos representam três novas variáveis que foram agregadas ao conjunto original de três equações (2.27, 2.28 e 2.29) e duas variáveis (\overline{U} e \overline{P}), totalizando cinco variáveis em apenas quatro equações, e assim este conjunto de equações nestas variáveis não está fechado.

Uma das maneira de fechar as equações para o escoamento médio é supor que os fluxos turbulentos têm comportamento análogo aos fluxos moleculares (BUSINGER, 1984) sendo proporcionais aos gradientes das variáveis médias. Ainda que esta analogia não se apóie em nenhum princípio físico, ela pode ser considerada como uma “primeira aproximação” para resolver a questão do fechamento. A introdução da *difusividade turbulenta* K_m é devida a Bousinesq:

$$\overline{u'w'} = K_m \frac{\partial \overline{U}}{\partial z}. \quad (2.30)$$

Equação análoga a esta relaciona o gradiente de temperatura com uma difusividade turbulenta de calor, K_h :

$$\overline{\theta'_v w'} = -K_h \frac{\partial \overline{\Theta_v}}{\partial z}, \quad (2.31)$$

Ao contrário da difusão molecular estas difusividades não são necessariamente constantes. Em tese, estas difusividades não podem ser determinadas *a priori* já que a difusividade turbulenta é uma propriedade do escoamento que, neste momento, ainda não está resolvido. O tratamento destas difusividades pode ser feito através de três caminhos (WYNGAARD, 1984):

- prescrição de valores para K_m e K_h ;
- prescrição de perfis para K_m e K_h ;
- prescrição da dinâmica de K_m e K_h .

A primeira destas abordagens já foi a mais tradicional em escoamentos turbulentos (BUSINGER, 1984), prescrevendo valores constantes para $K_{m,h}$ em algumas situações específicas. A segunda abordagem permite que $K_{m,h}$ varie com altura, estabilidade atmosférica ou outros parâmetros de interesse em turbulência (WYNGAARD, 1984). Estas duas abordagens se enquadram dentro do que é chamado *fechamento de primeira ordem* já que os fluxos turbulentos são parametrizados em função das variáveis já existentes nas equações originais. A terceira destas alternativas dá origem ao que é chamado de *fechamento de segunda ordem* já que no estabelecimento da dinâmica destes fluxos surgem momentos de terceira ordem, ilustrado a seguir nas equações para $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'^2}$:

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial t} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_v} \overline{u'\theta'_v} - \frac{\partial \overline{u'w'^2}}{\partial z} + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u'}}{\partial z} \right) - 2\nu \frac{\partial \overline{u'} \partial \overline{w'}}{\partial z}; \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial t} = \frac{g}{\theta_v} \overline{v'\theta'_v} - \frac{\partial \overline{v'w'^2}}{\partial z} + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{v'}}{\partial z} \right) - 2\nu \frac{\partial \overline{v'} \partial \overline{w'}}{\partial z}; \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} = 2 \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v} - \frac{\partial \overline{w'^3}}{\partial z} - \frac{2}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \frac{2p'}{\rho} \frac{\partial \overline{w'}}{\partial z} - 2\nu \left(\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right)^2. \quad (2.34)$$

Estes momentos de terceira ordem por sua vez são novas variáveis e devem ser resolvidas de maneira análoga ao que foi feito para os de segunda ordem. Note que ao escrever a dinâmica destes momentos surgirão momentos de quarta ordem, dando origem a um problema do mesmo tipo. Este processo continua indefinidamente uma vez que nas equações que descrevem a dinâmica dos momentos de ordem n sempre aparecem termos envolvendo momentos de ordem $n + 1$. Este é o conhecido *problema do fechamento* em turbulência.

2.6 Balanço de Energia Cinética Turbulenta

A *energia cinética da turbulência* por unidade de massa (ECT) é uma variável de grande importância em micrometeorologia e define-se como:

$$\bar{e} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right). \quad (2.35)$$

As mesmas hipóteses simplificadoras que foram usadas para a dinâmica do escoamento médio (seção 2.3) supomos satisfeitas aqui, isto é, sistema de coordenadas alinhado com a direção longitudinal do vento e homogeneidade horizontal. Com isto, a dinâmica da ECT é descrita por:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v} - \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \varepsilon. \quad (2.36)$$

O termo à esquerda da igualdade representa a variação local de ECT e é bastante sensível ao ciclo diurno. Sobre a superfície terrestre, com o nascer do sol, a ECT vai se acumulando atingindo valores máximos à tarde. A partir do final da tarde os termos de dissipação e de consumo de ECT tornam-se predominantes e este termo costuma ser negativo (STULL, 1991).

Os demais termos, à direita da igualdade, representam a produção, consumo, transporte e redistribuição de ECT. O primeiro deles representa a produção ou consumo de ECT devido à flutuabilidade. Se $\overline{w'\theta'}$ for positivo trata-se de um termo de produção, associado ao efeito de

térmicas ascendentes na CLA, situação típica de dias quentes sobre a superfície terrestre ou sempre que a superfície que delinea o escoamento está mais quente que o ar logo acima dela. Caso contrário, se $\overline{w'\theta'_v}$ é negativo, este é um termo de consumo de ECT. Condição típica do período noturno sobre a camada superficial ou sempre que o ar acima da superfície está mais quente que ela. É importante ressaltar que este termo age apenas na componente vertical ($\overline{w'^2}$) da turbulência, portanto trata-se de um termo anisotrópico.

O fluxo de *momentum* $\overline{u'w'}$ e o gradiente de vento têm sinais opostos e assim este termo é sempre positivo quando precedido pelo sinal de menos. Assim, o termo que aparece em seguida é a produção mecânica de ECT devido ao cisalhamento causado pelo vento. Este termo é típico da camada superficial da CLA onde aparecem os maiores gradientes de ventos. Na camada convectiva de mistura, acima desta, o perfil de vento é aproximadamente constante, portanto não há produção mecânica de ECT. Este termo também é anisotrópico uma vez que atua apenas nas componentes horizontais ($\overline{u'^2}$ e $\overline{v'^2}$) da ECT.

O próximo termo representa o transporte vertical turbulento de ECT. Não se trata de um termo de consumo ou produção de ECT, ainda que localmente ele possa parecer como produção em caso de convergência ou consumo em caso de divergência. Se numa camada entra mais ECT do que a quantidade que dela parte, é um termo positivo (convergência), caso contrário, é negativo (divergência).

A seguir temos o termo de redistribuição de ECT devido às flutuações de pressão. Essas flutuações são muito difíceis de se medir na atmosfera (STULL, 1991) e este termo costuma ser estimado pela diferença em relação aos outros termos da equação 2.36 (STULL, 1991; WYNGAARD; COTÉ, 1971; WYNGAARD et al., 1971). Este termo apenas redistribui direcionalmente ECT, não se tratando de produção ou consumo.

A turbulência é dissipativa, sendo assim uma quantidade que tende a diminuir e desaparecer com o tempo. É o último à direita na equação 2.36 o responsável pela dissipação viscosa (ϵ) de ECT. Esta dissipação ocorre nas escalas dos menores vórtices do escoamento devido a um processo molecular de destruição destes vórtices (STULL, 1991) e este processo é mais

intenso na região onde a geração de ECT é mais intensa, isto é: próximo à superfície. Deve-se salientar que a ECT não é uma quantidade conservada, a produção mecânica e térmica de ECT e a dissipação não encontram-se em equilíbrio devido à presença dos termos de redistribuição e transporte.

2.6.1 Estabilidade Atmosférica Revisitada

O conceito de estabilidade estática (seção 2.2.1) é pouco usado em micrometeorologia. O ciclo diurno da CLA e a variedade de mecanismos geradores de ECT são usados para classificação da estabilidade dinâmica da atmosfera. Kaimal e Finnigan (1994) citam o *número de Richardson*, Ri , como um indicador da estabilidade atmosférica, principalmente em laboratório e nos trabalhos pioneiros em atmosfera:

$$Ri = \frac{(g/\bar{\Theta})(\partial\bar{\Theta}/\partial z)}{(\partial\bar{U}/\partial z)^2}. \quad (2.37)$$

Este número adimensional representa a importância relativa dos mecanismos de geração de turbulência por flutuabilidade e cisalhamento. Se a estratificação atmosférica é instável, Ri é negativo. Se estável, Ri é positivo; e igual a zero se a estratificação é neutra. Acima de um valor crítico ($Ri_c = 0,25$ para escoamentos viscosos, Kaimal e Finnigan (1994)), o escoamento passa de turbulento a laminar. A tabela 2.3 resume o estado do escoamento e da estabilidade dinâmica da atmosfera em função do número de Richardson.

Tabela 2.3: Estabilidade dinâmica e o número de Richardson.

Número de Richardson	Estabilidade Dinâmica	Escoamento	Produção de ECT
$Ri < 0$	Instável	Turbulento	Mecânica e/ou térmica
$Ri = 0$	Neutra	Turbulento	Mecânica
$0 < Ri < 0,25$	Estável	Turbulento	Mecânica
$Ri > 0,25$	Estável	Laminar	-

Uma alternativa para contornar a dificuldade em se obter os gradientes que definem este parâmetro é o *número de Richardson de fluxo*, R_f :

$$R_f = \frac{(g/\bar{\Theta}) \overline{w'\theta'}}{u'w'(\partial\bar{U}/\partial z)} \approx \frac{K_h}{K_m} Ri. \quad (2.38)$$

Este novo parâmetro compara os dois mecanismos de produção de ECT (seção 2.6). O numerador mostra o termo de produção (ou consumo) de ECT por flutuabilidade, enquanto que no denominador encontra-se o termo de produção mecânica (equação 2.36). Assim a classificação da estabilidade atmosférica também pode ser feita segundo o mecanismo gerador de ECT: se R_f é negativo, a ECT está sendo produzida térmica e mecanicamente (já que o denominador deve ser negativo sempre), correspondendo a uma estratificação instável; se R_f é positivo, o termo de flutuabilidade consome ECT, a produção é exclusivamente por cisalhamento e a estratificação é estável. O valor $R_f = 0$ corresponde a uma atmosfera neutra, indicando ausência de flutuabilidade.

2.7 Teorias de Similaridade na CLA

A prescrição da dinâmica do escoamento na CLA pode ser feita de uma maneira alternativa àquela que se baseia nos princípios de conservação (seção 2.3). Princípios de similaridade dinâmica podem ser usados tanto para inferir o comportamento do escoamento médio (\bar{u} e $\bar{\Theta}$) quanto o de suas variabilidades dadas pelos desvios-padrão destas variáveis. Entretanto a aplicação destes princípios de similaridade não pode ser feita sobre a CLA como um todo, e sim sobre camadas com características de estabilidade distintas onde diferentes princípios serão aplicados.

A camada limite atmosférica (CLA) pode ser grosseiramente dividida em duas subcamadas distintas: uma camada superficial (CS), que é aquela que sofre maior influência da superfície que delimita o escoamento; e uma camada acima desta que geralmente é dividida em dois regimes, a camada limite convectiva (CLC) diurna e a camada limite estável (CLE) noturna.

Enquanto a CLC é dominada por fluxos convectivos de calor, a CS, por ser a camada que está em contato com a superfície, é governada por cisalhamento. Esta classificação parece

dividir a estrutura da CLA em duas subcamadas com mecanismos de geração de energia bastante distintos. Esta simplificação aparentemente grosseira sugere a presença de uma camada de transição entre elas, onde os mecanismos de geração de energia possam conviver e dividir a responsabilidade sobre a dinâmica do escoamento.

Aqui, olhamos a dinâmica do escoamento do ponto de vista das teorias de similaridade na CLA ao invés das equações de *Navier-Stokes*. Como veremos, a divisão da CLA em camadas é essencial para caracterizar as variáveis de maior influência em cada uma delas e assim estabelecer as leis que governam o escoamento médio e a turbulência na CLA.

2.7.1 Camada Superficial: Similaridade de Monin-Obukhov

As condições ideais de homogeneidade espacial e estacionariedade que se supõe quando se estuda turbulência encontram sua melhor aproximação exatamente na camada superficial da atmosfera (KAIMAL; FINNIGAN, 1994).

A Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) para a CS prevê que o escoamento turbulento sobre um terreno plano e uniforme é governado por quatro parâmetros: a altura de medição z , o parâmetro de flutuabilidade $g/\overline{\Theta}$ (onde g é a aceleração da gravidade e $\overline{\Theta}$ é a temperatura média), a tensão superficial $\tau_0/\rho \equiv \overline{u'w'}_0$, e o fluxo superficial de calor $H_0/(\rho c_p) \equiv \overline{w'\theta'}_0$, onde o uso do subíndice 0 nos fluxos refere-se ao fato de que estes fluxos são medidos sobre a superfície.

A partir deste parâmetros, se estabelece uma escala de velocidades (u_*) chamada *velocidade de atrito* que representa os efeitos das tensões cisalhantes sobre a superfície:

$$u_* = |\tau_0/\rho|^{1/2} = (-\overline{u'w'}_0)^{1/2}. \quad (2.39)$$

Uma escala de temperatura, deriva desta:

$$T_* = H_0/(\rho c_p u_*) = \overline{w'\theta'}_0/u_*, \quad (2.40)$$

e uma escala de comprimento dada por:

$$L_* = \frac{\overline{\Theta} u_*^3}{k g \overline{w' \theta'_0}}, \quad (2.41)$$

onde $k = 0,4$ é a constante de von Karman. Originalmente, Obukhov (1971) imaginou uma subcamada dinâmica da CS onde a influência da estratificação atmosférica seria desprezível e a turbulência seria determinada meramente por fatores dinâmicos. A espessura desta subcamada $|L_*|$ é uma estimativa da espessura desta camada superficial (OBUKHOV, 1971; MCNAUGHTON et al., 2007) onde o mecanismo predominante de geração de energia cinética da turbulência (ECT) é o gradiente de velocidade do vento que gera cisalhamento.

A variável (adimensional) de estabilidade de Monin-Obukhov ζ_* origina-se deste grupo de variáveis.

$$\zeta_* = \frac{z}{L_*} = -\frac{k g z \overline{w' \theta'_0}}{\overline{\Theta} u_*^3}. \quad (2.42)$$

Este parâmetro permite classificar a estabilidade atmosférica na CS, e o sinal negativo na definição 2.42 é arbitrado de modo que ζ_* tenha o mesmo sinal que o número de Richardson. Este tem sido o parâmetro mais usado em micrometeorologia na classificação da estabilidade (ainda que no trabalho original de Obukhov (1971), tenha sido dada preferência ao número de Richardson). Como se não bastasse, dentro da CS, o uso deste parâmetro adimensional torna os efeitos de variação da altura e da estabilidade intercambiáveis (KAIMAL; FINNIGAN, 1994).

A variável de estabilidade é fundamental na TSMO, uma vez que gradientes adimensionais de velocidade e temperatura e alguns momentos de primeira ordem são supostas funções universais de ζ_* :

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \phi_m(\zeta_*), \quad (2.43)$$

$$\frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} = \phi_h(\zeta_*), \quad (2.44)$$

$$\frac{\sigma_w}{u_*} = \phi_w(\zeta_*), \quad (2.45)$$

$$\frac{\sigma_\theta}{u_*} = \phi_\theta(\zeta_*), \quad (2.46)$$

$$\frac{kz\varepsilon}{u_*} = \phi_\varepsilon(\zeta_*), \quad (2.47)$$

Os desvios-padrão de u e v não seguem a teoria. Kader e Yaglom (1990) referem-se a este fato atribuindo a erros intrínsecos a medição do campo de velocidades esta impossibilidade de adequar os dados experimentais para as estatísticas de u e v à TSMO. Kaimal e Finnigan (1994) também reportam esta falha na teoria e fazem notar que a descontinuidade que aparece nos espectros de u e v (mas não no de w) são sintomas da falta de similaridade de σ_u e σ_v com o resto da teoria. Johansson et al. (2001) argumentam que a dinâmica horizontal do escoamento sofre influência não só das variáveis locais e mostra que $\sigma_{u,v}$ dependem também de z_i , a espessura da CLA.

Na camada superficial da atmosfera encontramos fortes gradientes verticais que controlam a transferência de momento, calor e massa. As equações 2.30 e 2.31 tratam estas transferências por analogia com a difusão molecular, o que pode ser considerado razoável na CS (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). O coeficiente K_m tem dimensões de *comprimento* \times *velocidade*, e assim, usando as escalas típicas da CS:

$$K_m = k u_* z, \quad (2.48)$$

onde a constante de proporcionalidade é exatamente a constante de von Karman.

Na camada superficial sobre terreno uniforme considera-se, usualmente, que os fluxos de calor, *momentum* e massa medidos a uma altura z são aproximadamente iguais aos da superfí-

cie, sendo considerada, nestas condições, uma camada de fluxos constantes (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Com isto em mente e usando a definição de u_* (2.40), substituindo a expressão 2.48 para K_m em 2.30 resulta:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz}. \quad (2.49)$$

Esta expressão integrada em z dá origem ao conhecido *perfil logarítmico de vento*:

$$\bar{U}(z) = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad (2.50)$$

onde a constante de integração z_0 corresponde à altura em que a velocidade se anula, e é um parâmetro conhecido como *comprimento de rugosidade*.

É fundamental ressaltar que este perfil é válido estritamente para a camada superficial em regime neutro, e que, à medida que a atmosfera se torna mais estável (ou instável), este perfil é distorcido (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Esta relação entre uma camada de “fluxos constantes” e a validade do perfil logarítmico de vento somente para a CS neutra, sugere que sempre existe uma CS neutra (que pode ser espessa ou bastante delgada, dependendo da camada externa acima dela) onde os fluxos são aproximadamente constantes.

Assim, os perfis neutros para a velocidade e a temperatura média devem ser corrigidos para incluir os efeitos de variação da estabilidade atmosférica. As expressões analíticas para estas funções de correção foram propostas por Paulson (1970) e o perfil de velocidade média resultante fica assim corrigido (PANOFISKY; DUTTON, 1984):

$$\bar{U} = \frac{u_*}{k} [\ln(z/z_0) - \psi_m(z/L_*)], \quad (2.51)$$

onde a função de correção ψ_m é obtida mediante a integração da função de similaridade ϕ_m :

$$\psi_m(z/L_*) = \int_{z_0/L_*}^{z/L_*} \frac{1 - \phi_m(x)}{x} dx. \quad (2.52)$$

Para o perfil de temperatura, a função de correção, ψ_h , é determinada de maneira análoga por:

$$\psi_h(z/L_*) = \int_{z_{0h}/L_*}^{z/L_*} \frac{1 - \phi_h(x)}{x} dx, \quad (2.53)$$

onde ϕ_h é a função de similaridade para a temperatura e z_{0h} é a rugosidade escalar para o calor sensível. Postergamos a apresentação destas funções de correção para o capítulo 5, quando isto será necessário.

2.7.2 Camada Convectiva de Mistura

Numa região determinada pela condição $z \gg -L_*$ a dinâmica do escoamento não depende mais das tensões superficiais nem de z ; assim, a TSMO não é mais válida. Nesta camada apenas a flutuabilidade, o fluxo de calor e a altura da camada limite convectiva (ou camada convectiva de mistura, CCM), z_i , formam o grupo de variáveis fundamentais que determinam a sua dinâmica.

Neste caso, as escalas de velocidade e temperatura serão dadas, respectivamente, por:

$$w_* = \left(\frac{g z_i \overline{w' \theta'_0}}{\theta} \right)^{1/3}, \quad (2.54)$$

$$\theta_* = -\overline{w' \theta'_0} / w_*. \quad (2.55)$$

No regime de convecção livre, os momentos de primeira ordem (inclusive para u e v) são função de z/z_i (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Obukhov (1971) estendeu seus resultados originais para o regime convectivo partindo do comportamento assintótico dos perfis neutros quando $L_* \rightarrow 0$ obtendo gradientes verticais de velocidade e temperatura equivalentes aos de Prandtl (KADER; YAGLOM, 1990):

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \propto z^{-4/3}, \quad (2.56)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} \propto z^{-4/3}. \quad (2.57)$$

2.7.3 Regime de Convecção Livre Local numa Camada Intermediária

A idéia de uma camada de *convecção livre local*, onde as tensões superficiais deixam de ser o principal mecanismo de geração de turbulência, dando lugar à turbulência gerada por mecanismos térmicos aparentemente foi sugerida por Tennekes (1968), segundo Wyngaard et al. (1971). Um dos motivos que sugerem a existência de uma camada intermediária entre a camada dinâmica deve-se ao limite estabelecido para estas camadas: enquanto que a TSMO funciona bem para a CS, com a turbulência governada por efeitos mecânicos a uma altura $z \leq |L_*|$, o regime de convecção livre que é determinado por efeitos térmicos ocorre apenas com $z \gg -L_*$, sobrando assim uma região orfã de teoria.

Wyngaard et al. (1971) mostra que os quatro parâmetros que governam a dinâmica da CS (seção 2.7.1) permitem estabelcer além das escalas u_* e θ_* (dadas pelas equações 2.39 e 2.40) duas escalas alternativas de velocidade e temperatura, dadas por:

$$u_f = \left(\frac{gz \overline{w' \theta'_0}}{\theta} \right)^{1/3}, \quad (2.58)$$

$$\theta_f = -\overline{w' \theta'_0} / u_f. \quad (2.59)$$

No caso em que as tensões superficiais se anulam, o uso destas escalas de convecção livre local justificam-se plenamente, ainda que estas novas escalas não sejam independentes das anteriores, uma vez que:

$$\frac{u_f^3}{u_*^3} = -k \frac{z}{L_*}, \quad (2.60)$$

$$\frac{\theta_f^3}{\theta_*^3} = -k \left(\frac{z}{L_*} \right)^{-1}. \quad (2.61)$$

Entretanto, não é possível formar qualquer grupo adimensional com estas escalas de convecção livre local, e assim os gradientes e momentos adimensionais de primeira ordem devem ser constantes. Desta forma, usando as relações entre as escalas de convecção livre local e as escalas dinâmicas, Wyngaard et al. (1971) sugere que:

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \propto z^{-1/3}, \quad (2.62)$$

$$\frac{kz}{T_*} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} \propto z^{-1/3}, \quad (2.63)$$

$$\frac{\sigma_w}{u_*} = a_1 \zeta^{1/3}, \quad (2.64)$$

onde a_1 é uma constante a ser determinada empiricamente. Percebe-se que estas previsões equivalem às de Prandtl e de Obukhov (1971) para o regime de convecção livre, tornando a teoria extremamente elegante e compatível com a TSMO.

Outra questão a ser levada em conta é o domínio de validade destas previsões, isto é, para que valores de z encontramos a camada de convecção livre local. Para os gradientes adimensionais, o extremo superior deste domínio não chega a ser um problema, mas para o inferior sim, uma vez que a medida que z se aproxima de $|L_*|$ é de se esperar que os perfis tendam aos perfis clássicos da camada superficial.

Também para σ_w surgem problemas. No extremo inferior, quando $\zeta_* \rightarrow 0$, $\sigma_w/u_* = \text{constante}$; e no extremo superior $\sigma_w/u_* = \phi_w(z/z_i)$. Wyngaard et al. (1971) contornam estas dificuldades fazendo as previsões desta camada valerem no domínio $-L_* \ll z \ll z_i$. Isto resolve um problema e cria outro: agora, temos duas camadas intermediárias sem teoria; uma entre a a camada

superficial e a de convecção livre local, e outra entre a camada de convecção livre local e a camada de mistura.

Uma maneira de resolver o limite inferior, quando $z \approx -L_*$ é usar as fórmulas de Businger-Dyer. Estas fórmulas são empíricas e não derivam de análise dimensional (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Suas previsões são do tipo:

$$\phi = \begin{cases} a_1 (1 + a_2 |z/L_*|)^{a_3} & -2 \leq z/L_* \leq 0 \\ b_1 (1 + b_2 z/L_*)^{b_3} & 0 \leq z/L_* \leq 1 \end{cases} \quad (2.65)$$

onde os a_i 's e b_i 's são constantes a se determinar empiricamente.

As funções de similaridade ϕ dadas pelas equações 2.65 foram determinadas classicamente usando-se os dados do experimento de Kansas (BUSINGER et al., 1971; WYNGAARD; COTÉ, 1971) que forneceram as primeiras previsões para estas funções, posteriormente refinadas e corrigidas através da análise de outros experimentos (DYER, 1974; HÖGSTRÖM, 1988), gerando aqueles que ficaram conhecidos como os perfis de Businger-Dyer:

$$\phi_m = \begin{cases} (1 + 16|z/L_*|)^{-1/4}, & -2 \leq z/L_* \leq 0 \\ (1 + 5z/L_*), & 0 \leq z/L_* \leq 1 \end{cases} \quad (2.66)$$

$$\phi_h = \begin{cases} (1 + 16|z/L_*|)^{-1/2}, & -2 \leq z/L_* \leq 0 \\ (1 + 5z/L_*), & 0 \leq z/L_* \leq 1 \end{cases} \quad (2.67)$$

$$\phi_w = \begin{cases} 1,25 (1 + 3|z/L_*|)^{1/3}, & -2 \leq z/L_* \leq 0 \\ 1,25 (1 + 0,2z/L_*), & 0 \leq z/L_* \leq 1 \end{cases} \quad (2.68)$$

$$\phi_\theta = \begin{cases} 2 (1 + 9,5|z/L_*|)^{-1/3}, & -2 \leq z/L_* \leq 0 \\ 2 (1 + 0,5z/L_*)^{-1}, & 0 \leq z/L_* \leq 1 \end{cases} \quad (2.69)$$

$$\phi_\varepsilon = \begin{cases} (1 + 0,5|z/L_*|^{2/3})^{3/2}, & -2 \leq z/L_* \leq 0 \\ (1 + 5z/L_*), & 0 \leq z/L_* \leq 1 \end{cases} \quad (2.70)$$

Estas fórmulas de certa forma estendem a similaridade encontrada na camada superficial ($|z/L_*| \leq 1$) a uma camada um pouco acima desta, onde ainda não fica muita clara a influência dos fluxos convectivos e o enfraquecimento da geração mecânica de turbulência, ainda que elas se adaptem muito bem aos dados de Kansas e outros conjuntos de dados clássicos em micrometeorologia (KAIMAL; FINNIGAN, 1994).

2.8 Camada Limite Estável

A camada limite estável (CLE) é resultado de uma superfície mais fria que o ar acima dela. Desta forma, $\overline{w'\theta'}$ é negativo, representando a transferência de calor do ar para a superfície. Esta situação é típica sobre a superfície terrestre à noite, sendo também conhecida como camada limite noturna.

Algumas características da CLE a tornam extremamente difícil de compreender e modelar. A ocorrência desta camada pode estar associada a processos físicos bastante diversos, cada um deles requerendo uma abordagem distinta (NIEUWSTADT, 1984). Efeitos da topografia (BROST; WYNGAARD, 1978), intermitência da turbulência (KONDO et al., 1978) e ondas gravitacionais (FINNIGAN; EINAUDI, 1981) são apenas alguns deles.

Outro fato marcante é que, ao contrário da CLC, a CLE dificilmente atinge um estado de equilíbrio, apresentando perfis médios que evoluem ao longo da noite (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Com o resfriamento da superfície ao anoitecer devido a perda radiativa de calor, o ar imediatamente acima dela esfria e progressivamente vai se misturando verticalmente devido ao cisalhamento gerado pela superfície contra o vento. Uma fina camada de inversão portanto, começa a se formar e cresce ao longo da noite. Aqui o escoamento ainda sente os efeitos do limite físico imposto pela superfície e caracteriza-se por forte cisalhamento, pequenos vórtices e, eventualmente, ondas de gravidade. Jatos noturnos, que são os valores máximos de vento registrados na CLE, podem ocorrer dentro desta inversão ou acima dela. Acima desta camada a turbulência pode ser governada mais por gradientes locais de vento e pela estabilidade do

que pelos efeitos da superfície, levando ao desacoplamento do escoamento em relação ao solo (STULL, 1991).

Ainda assim, o conjunto de previsões da TSMO pode ser estendido para a CLE em regime pouco estável ($\zeta_* \lesssim 1$), de tal forma que as equações de 2.43 a 2.47 continuam válidas neste caso, onde as funções de similaridade têm a forma geral dada pelas expressões 2.65 de Businger-Dyer.

2.9 Análise Espectral de Dados de Turbulência

O espectro de um sinal turbulento qualquer revela a distribuição da sua variância pelas diversas frequências (ou números de onda) que caracterizam este sinal ao longo do tempo ou do espaço (BLACKADAR, 1997). Como a energia cinética da turbulência está diretamente relacionada com a variância das componentes do vetor velocidade pela definição 2.35, esta representação permite avaliar a contribuição das diferentes escalas de turbulência para a distribuição de energia do escoamento como um todo.

Considere um sinal discreto qualquer, $A(n)$, com N ocorrências ($n = 0, \dots, N-1$). A representação deste sinal como uma série trigonométrica, chamada transformada inversa de Fourier, é dada por:

$$A(n) = \sum_{k=0}^{N-1} F(k) \exp(i2\pi nk/N), \quad (2.71)$$

onde k é a frequência e $F(k)$ é a transformada (discreta) de Fourier do sinal $A(n)$, dada por:

$$F(k) = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{A(n)}{N} \exp(-i2\pi nk/N). \quad (2.72)$$

As expressões 2.71 e 2.72 definem um par de transformadas de Fourier do sinal A :

$$F(k) = \mathcal{F}[A(n)], \quad A(n) = \mathcal{F}^{-1}[F(k)].$$

Não abordamos aqui questões referentes às condições de existência e unicidade deste par de transformadas; simplesmente, aceitamos que os sinais turbulentos de velocidade e temperatura cumprem as condições necessárias para que se defina a sua transformada e a transformada inversa.

A decomposição do sinal original numa série de Fourier dada pela expressão 2.71 gera a sua representação como uma superposição de ondas de amplitude $F(k)$ e assim $A(n)$ compõe-se, para cada n , da contribuição individual de cada frequência $k = 0, \dots, N - 1$. A frequência máxima que pode ser resolvida por esta decomposição é igual à metade da frequência de aquisição dos dados, chamada frequência de *Nyquist*. Enquanto que $A(n)$ é a representação física do sinal no domínio do tempo ou do espaço, $F(k)$ representa este sinal no domínio espectral (ou domínio da frequência, ou domínio do número de onda).

Ainda que os dados de turbulência usualmente medidos na atmosfera não costumem ter o carácter ondulatório, a decomposição do sinal através deste par de transformadas é bastante útil, pois através dela é possível enxergar as contribuições individuais das frequências para a variância total de uma variável turbulenta qualquer. A cada uma destas frequências individuais associa-se um vórtice de determinado tamanho, e assim é possível determinar a contribuição das diferentes escalas na geração e dissipação de energia cinética da turbulência.

A fim de determinar esta contribuição, considere a norma da transformada de Fourier de A ao quadrado. Com exceção da frequência $k = 0$ (uma vez que $F(0)$ reproduz a média do sinal) somando-se $|F(k)|^2$ até $N - 1$, obtém-se a variância de A (STULL, 1991):

$$\sum_{k=1}^{N-1} |F(k)|^2 = \sigma_A^2. \quad (2.73)$$

Assim, $|F(k)|^2$ é a contribuição dos vórtices correspondentes à frequência k para a variância de A . Define-se então a energia espectral discreta $E(k)$ por:

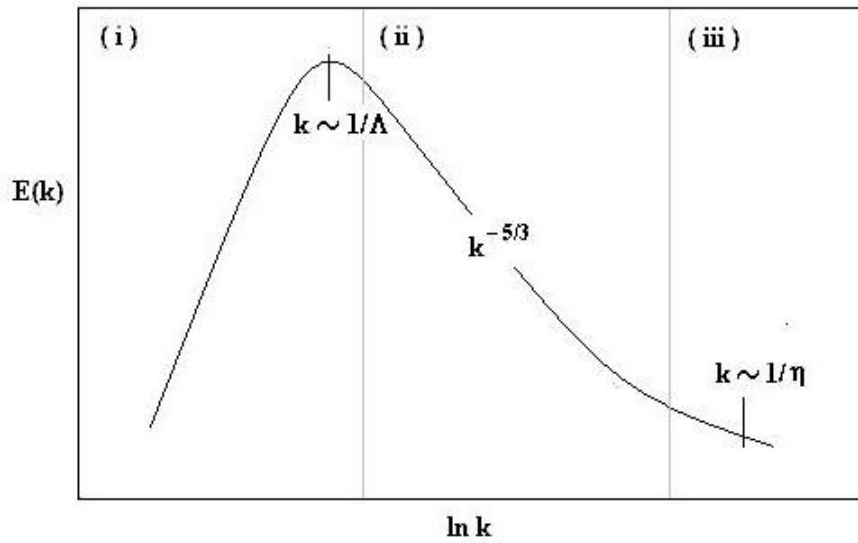


Figura 2.4: Aparência típica de uma distribuição de energia espectral na CLA. Figura adaptada de Kaimal e Finnigan (1994).

$$E(k) = \begin{cases} 2|F(k)|^2; & k = 1, \dots, N_f; & N \text{ ímpar}, \\ 2|F(k)|^2; & k = 1, \dots, N_f - 1; & N \text{ par}, \\ |F(k)|^2; & k = N_f; & N \text{ par}, \end{cases} \quad (2.74)$$

onde $k = N_f$ corresponde a frequência de Nyquist.

A figura 2.4 mostra o comportamento típico da densidade espectral de energia. É possível distinguir três regiões distintas, na primeira (i) localizam-se os grandes vórtices de menor frequência. Estas escalas incluem a geração de ECT e o pico espectral localiza-se na frequência da ordem aproximada de $1/\Lambda$, onde Λ é a escala integral. A próxima (ii) corresponde à região inercial onde a energia é transmitida dos maiores vórtices aos menores e o espectro decai com $k^{-5/3}$. Finalmente, a última região (iii) é onde se dá a dissipação de energia devido ao efeito da viscosidade, e a escala típica é $1/\eta$, onde η é a microescala de Kolmogorov.

A hipótese do contínuo prevê que o escoamento de um fluido possa ser tratado como *continuum*, podendo assim ser considerado uma função contínua do tempo t ou da posição \mathbf{x} , sugerindo o uso do caso contínuo das transformadas de Fourier para as variáveis $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$. O uso de espectros unidimensionais apresenta uma grande vantagem de visualização além de permitir a

passagem do domínio da frequência para o domínio do número de onda usando simplesmente a hipótese da turbulência congelada de Taylor. Esta hipótese prevê que, em casos especiais, a turbulência possa ser considerada congelada a medida que atravessa um sensor, de tal maneira que medidas temporais possam ser convertidas em espaciais e vice-versa usando a relação entre o tempo de translação, a velocidade média e o comprimento do vórtice que atravessa o sensor ((STULL, 1991)). Desta forma, o sinal turbulento contínuo unidimensional será chamado simplesmente de $u(x)$.

Considerando duas medidas simultâneas da variável u realizadas a uma distância de separação r na direção x , a função de autocovariância (R_u) de u é definida por:

$$R_u(x, r) = \overline{u'(x)u'(x+r)}. \quad (2.75)$$

Supondo que o escoamento é homogêneo, sendo desta forma independente da posição x , a autocovariância de u é função exclusivamente da distância de separação r . Com isso, definimos o seguinte par de transformadas de Fourier relacionado ao sinal contínuo $u(x)$:

$$\mathcal{F}[R_u(r)] = F_u(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_u(r) e^{-ikr} dr, \quad (2.76)$$

$$\mathcal{F}^{-1}[F_u(k)] = R_u(r) = \int_{-\infty}^{\infty} F_u(k) e^{ikr} dk, \quad (2.77)$$

onde, $k = 2\pi f/\bar{U}$ é o número de onda relacionado à frequência cíclica f na direção x . Mais uma vez é útil lembrar que as condições impostas sobre a função u para a existência do par de transformadas (FIGUEIREDO, 1987; LIN; SEGEL, 1988; GREENBERG, 1998; COURANT; JOHN, 1974) supõem-se satisfeitas.

Usando a hipótese da turbulência congelada de Taylor, se um vórtice de velocidade média \bar{U} é advectado horizontalmente, cobrindo a distância de separação r durante o intervalo de tempo ξ , então $\bar{U} = r/\xi$ nos permite escrever a autocovariância de u no domínio do tempo:

$$R_u(t) = \overline{u'(t)u'(t+\xi)}. \quad (2.78)$$

Desta forma, os espectros de velocidade e temperatura no domínio da frequência angular ω $= 2\pi f$ são descritos por:

$$\hat{S}_u(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_u(\xi) e^{-i\omega\xi} d\xi, \quad (2.79)$$

$$R_u(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_u(\omega) e^{i\omega\xi} d\omega, \quad (2.80)$$

A definição 2.78 permite escrever que: $R_u(0) = \sigma_u^2$. Portanto, fazendo $\xi = 0$ na definição 2.80, resulta:

$$R_u(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_u(\omega) d\omega = \sigma_u^2, \quad (2.81)$$

isto é, $R_u(0)$ é igual à variância (temporal) de u . Para expressar esta variância em função da frequência cíclica f (ao invés da frequência angular ω), primeiro definimos a seguinte função:

$$S_u(f) \equiv 4\pi \hat{S}_u(\omega). \quad (2.82)$$

Então, usando a definição 2.79 e a relação entre as duas frequências:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_u(\omega) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_u(\xi) \exp(-i2\pi f\xi) d\xi df.$$

Mas, usando a relação de Euler e lembrando que as funções cos e R_u são pares:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_u(\omega) d\omega = 4 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} R_u(\xi) \cos(2\pi f\xi) df d\xi.$$

Finalmente, um último ajuste, permite escrever:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \widehat{S}_u(\omega) d\omega = \int_0^{\infty} 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_u(\xi) \exp(-i2\pi f\xi) d\xi df, \quad (2.83)$$

onde, nesta última integral aparece exatamente a função definida por 2.82. Assim, de 2.81 e 2.83 resulta:

$$\sigma_u^2 = \int_0^{\infty} S_u(f) df. \quad (2.84)$$

Esta identidade mostra que a integral da densidade espectral S_u é igual à variância total de u , portanto é possível estabelecer, através da análise do espectro, qual a contribuição de cada faixa de frequência na totalização desta variância (portanto da ECT, considerando-se os espectros em cada uma das três componentes de velocidade) do escoamento.

A apresentação gráfica desta densidade espectral costuma ser feita de uma maneira um pouco diversa, valendo-se das vantagens visuais de uma gráfico *log-log* para $fS_u(f)$ contra f . Estas vantagens incluem um aumento brutal na quantidade de escalas que podem ser representadas no eixo das abscissas, que neste caso incluem a geração de ECT nas menores frequências, a região inercial nas frequências médias e a dissipação viscosa a altas frequências. Além disso, como $fS_u(f)$ tem as mesmas unidades de σ_u^2 , a normalização deste termo é facilitada, e com isso, este é o formato mais comum de visualização espectral que aparece na literatura de micro-meteorologia (STULL, 1991).

Um estudo bastante completo sobre espectros na CLA encontra-se em Kaimal et al. (1972). Uma de suas características mais marcantes é a visualização do processo de geração, transferência e dissipação de ECT que é possível enxergar através destas figuras. Exibimos as figuras adaptadas de Kaimal e Finnigan (1994) onde a densidade espectral adimensional $fS_u(f)/(u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3})$ (onde ϕ_ϵ é a taxa de dissipação adimensional, dada por 2.70) varia com a frequência adimensional $n = fz/\overline{U}$.

Começando com o espectro de u (figura 2.5) para diferentes condições de estabilidade (cada curva representa um valor distinto de z/L_*), é possível divisar que a dissipação de σ_u ocorre

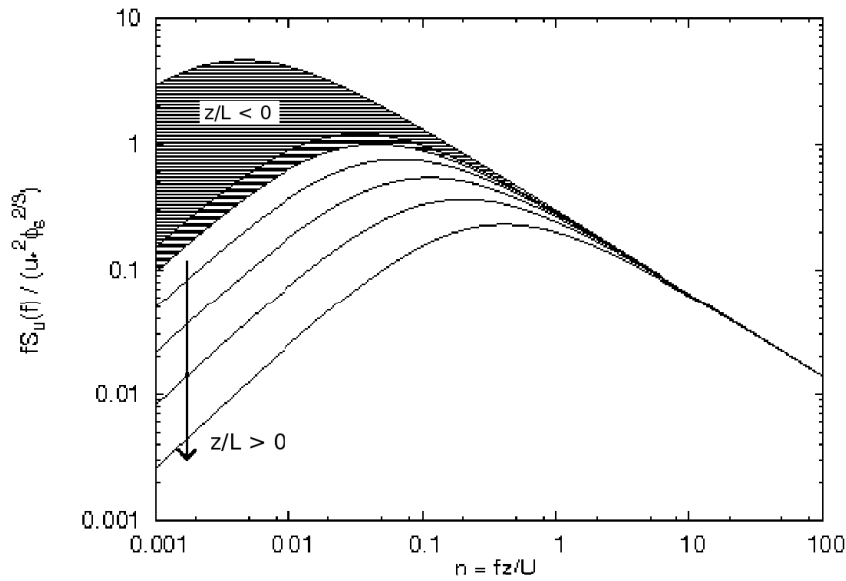


Figura 2.5: Densidade espectral de u . Figura adaptada de Kaimal e Finnigan (1994).

nas altas frequências, enquanto que sua geração ocorre nas frequências mais baixas. Uma região intermediária, chamada região inercial, também é visível, onde a energia é transferida dos maiores aos menores vórtices, decaindo com $n^{-2/3}$. Nesta região, o espectro independe da estabilidade, com todas as curvas se colapsando numa única linha reta de inclinação $-2/3$. Na região de geração de σ_u , em regime estável, uma característica logo se nota: com o aumento da estabilidade ($z/L_* > 0$) o pico espectral torna-se menor e desloca-se para a direita no eixo das ordenadas, de maneira ordenada. No lado instável ($z/L_* < 0$) isso não acontece: a região onde ocorre a geração de σ_u (região hachurada com traços finos) não apresenta ordem alguma. Além disso, a passagem do regime estável para o instável é descontínua, gerando um “buraco” na figura (região hachurada com traços largos).

Apesar de os espectros das outras componentes da velocidade serem semelhantes ao de u , o de w (figura 2.6) apresenta algumas características especiais. A sua variância é claramente menor que a de u , portanto a contribuição das flutuações verticais de velocidade para a ECT é menor que as das flutuações horizontais. Na região de geração de σ_w a ordenação dos espectros estáveis se mantém e se prolonga até o limite de $z/L_* = -0,3$; a partir de onde a desordenação típica do caso instável volta a aparecer. Neste caso não há aquela descontinuidade que apa-

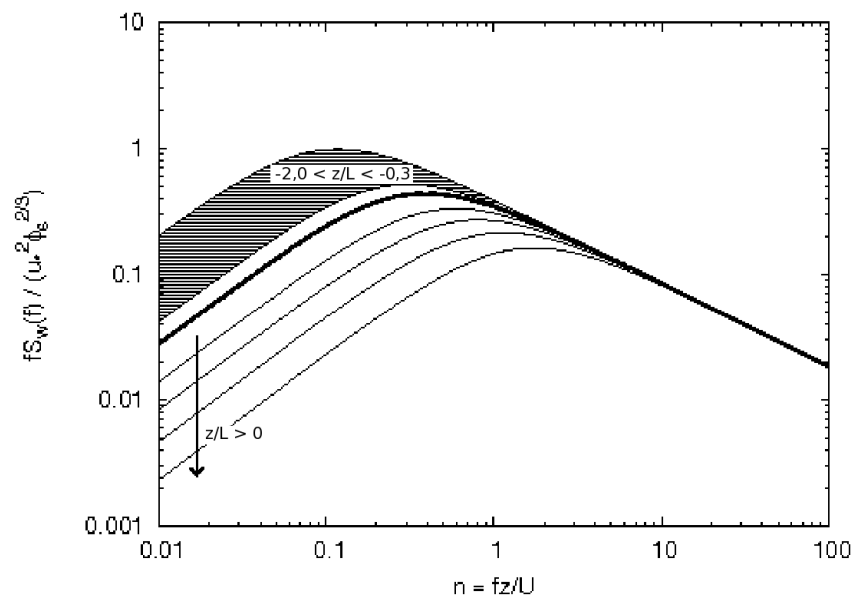


Figura 2.6: Densidade espectral de w . Figura adaptada de Kaimal e Finnigan (1994).

rece no espectro de u . A região inercial continua bem resolvida, mantendo-se independente da estabilidade, e representada por uma reta de inclinação $-2/3$.

3 Revisão Bibliográfica

Um dos alicerces da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) para a descrição da dinâmica da camada superficial atmosférica (CS) sobre terreno uniforme em condições neutras é o fato de que esta é uma camada de fluxos constantes (isto é, uniformes na vertical, Lumley e Panofsky (1964)). Desta forma, a altura em que se faz a medida destes fluxos não deve interferir nos resultados obtidos a partir destes, desde que seja observado que esta altura está incluída nesta camada superficial.

Dentro da CS, Obukhov (1971) determina a espessura de uma subcamada dinâmica da turbulência, onde os efeitos da estratificação térmica são desprezíveis e a turbulência é gerada mecanicamente, por:

$$L_* = -\frac{u_*^3}{k(g/\bar{\Theta})\overline{w'\theta'_0}}, \quad (3.1)$$

onde u_* é a velocidade de atrito, $k = 0,4$ é a constante de von Karman, g é a aceleração da gravidade, $\bar{\Theta}$ é a temperatura virtual média da camada e $\overline{w'\theta'_0}$ é o fluxo superficial de calor. Esta é a única escala de comprimento independente da altura de medição z possível de se formar com os parâmetros que controlam a turbulência na CS: o atrito do escoamento com a superfície, dado por u_* ; o parâmetro de flutuabilidade, $g/\bar{\Theta}$; e o fluxo vertical de calor $\overline{w'\theta'_0}$.

Businger e Yaglom (1971) citam a criação desta escala de comprimento para a subcamada dinâmica, como “provavelmente a maior contribuição” deste. Numa revisão histórica, Foken

(2006) ressalta que nos dias de hoje se considera que L_* seja na verdade, proporcional à espessura desta subcamada dinâmica.

Num trabalho muito criativo (entretanto, controverso) Kader e Yaglom (1990) retomam a idéia de Análise Dimensional Direcional (ADD) proposta por Betchov e Yaglom (1971) segundo sugestão de Zilitinkevich (1971), onde as escalas de comprimento vertical (L_z) e longitudinal (L_x) podem ser consideradas independentes dentro de certas circunstâncias. Dentro desta nova perspectiva, a espessura da *subcamada dinâmica* (SDN) é determinada por:

$$z < \frac{(ku_*)^3}{(g/\Theta)\overline{w'\theta'_0}}, \quad (3.2)$$

que é uma escala cerca de 40 vezes menor que a escala original proposta por Obukhov (1971). Um pouco acima desta camada, os efeitos de flutuabilidade afetam a componente vertical da velocidade, mas as componentes horizontais ainda variam devido a efeitos predominantemente mecânicos. Assim, justificam Kader e Yaglom (1990) o uso da ADD para definir uma *subcamada dinâmico-convectiva* (SDC) da CS em regime instável onde os efeitos térmicos e mecânicos são conjuntamente responsáveis pela geração de turbulência. Esta camada se estende até uma altura da ordem aproximada de $u_*^3/((g/\Theta)\overline{w'\theta'_0})$. Mais acima, uma terceira subcamada é definida onde os efeitos mecânicos são desprezíveis frente aos efeitos de convecção, sendo assim chamada de *subcamada de convecção livre* (SCL).

Este *modelo das três subcamadas* (MTS) para a divisão da CS é adotado aqui, ainda que não entremos no mérito da ADD. Simplesmente, usaremos este modelo classificando as medições obtidas a altura fixa z como pertencendo a cada uma destas subcamadas segundo o valor da variável de estabilidade de Monin-Obukhov ($\zeta_* = z/L_*$). Esta divisão é essencial no presente trabalho que tem como um dos objetivos mostrar que os fluxos de *momentum* podem variar com a altura dentro da subcamda dinâmica de espessura L_* definida pelo comprimento de estabilidade de Obukhov. Desta forma, se faz necessária uma correção do valor de $\overline{u'w'}$ pois este pode diferir significativamente de $\overline{u'w'}_0$, afetando o cálculo da velocidade de atrito e as estimativas clássicas da TSMO baseadas nela.

3.1 Velocidade de Atrito

É quando a atmosfera se encontra sem estratificação de temperatura (neutra) que as condições ideais de estacionariedade e de homogeneidade espacial podem ser melhor observadas (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Sendo uma camada de fluxos constantes, a velocidade longitudinal do vento (\bar{U}), a temperatura ($\bar{\Theta}$) e a umidade (\bar{Q}) variam apenas com a altura.

O alinhamento do sistema de coordenadas com a direção média do vento produz um vetor fluxo de *momentum* também alinhado com esta direção:

$$(\tau_x, \tau_y) = (-\rho \overline{u'w'}, 0), \quad (3.3)$$

onde u' , v' e w' são as flutuações das componentes longitudinal, transversal e vertical da velocidade respectivamente. Fica implícito na definição 3.3 que $\tau_y = -\rho \overline{v'w'} = 0$, isto é, não há fluxo *momentum* transversal.

Um parâmetro fundamental na TSMO é a velocidade atrito, u_* , que de certa forma quantifica a influência da superfície sobre o escoamento acima dela. Nas condições ideais sugeridas acima, é comum escrever a velocidade de atrito simplesmente como:

$$u_* = |\overline{u'w'}_0|^{1/2}, \quad (3.4)$$

já que o alinhamento das tensões superficiais com a direção média do vento anula a componente τ_y . Esta última identidade representa o conceito de velocidade de atrito como ele surgiu dentro da mecânica dos fluidos. Segundo Weber (1999), esta é a maneira como Prandtl a introduziu em 1949 para um escoamento idealizado numa camada limite sobre uma placa horizontal infinitamente plana e homogênea, supondo que o vetor horizontal de tensões se alinha com a velocidade média do escoamento.

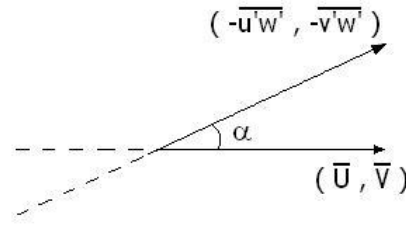


Figura 3.1: Ângulo α entre (\bar{U}, \bar{V}) e $(-\bar{u}'w', -\bar{v}'w')$.

Entretanto, tem sido recorrente a referência ao desalinhamento do vento médio com as tensões superficiais. Weber (1999) encontra um vasto leque de ângulos medidos entre a vetor de tensões superficiais e a direção média do vento. Definindo este ângulo (figura 3.1) como:

$$\alpha = \arctg(\bar{V}/\bar{U}) - \arctg(-\bar{v}'w'/-\bar{u}'w'), \quad (3.5)$$

o autor mostra que os valores medidos em campo estão longe da situação ideal de alinhamento (figura 3 em Weber (1999)). Naquele trabalho este desalinhamento não depende da direção do vento e sim da intensidade média do vento, com ângulos menores medidos quando a velocidade é alta e ângulos maiores encontrados quando a velocidade é baixa. Weber (1999) sugere que este desalinhamento seja uma propriedade intrínseca de escoamentos sobre superfícies complexas.

Geernaert (1988) investiga dados de duas campanhas distintas no Mar do Norte, também encontrando este desalinhamento. Neste trabalho o autor tem a preocupação de eliminar do conjunto de dados valores cujas velocidades médias do vento medidas a 10 m estejam abaixo de 10 ms^{-1} . Como consequência, este procedimento gerou um conjunto de dados tais que $|L_*| > 100 \text{ m}$, assegurando que as medidas estivessem sendo feitas dentro da camada superficial num regime muito próximo do neutro.

Esta seleção de dados gera um leque de ângulos mais restrito que o encontrado por Weber (1999), mostrando evidências de que quanto mais próximas de neutro são as condições de estabilidade, o alinhamento mais se aproxima do ideal, uma conclusão que também poderá ser examinada a partir dos resultados exibidos no capítulo 6. Os resultados de Geernaert (1988) permitem conjecturar que a lateralidade deste desvio deve-se à estabilidade atmosférica: quando a

atmosfera está levemente estável predominam ângulos tais que $\alpha > 0$, enquanto no caso instável a predominância se inverte, isto é $\alpha < 0$.

Num segundo artigo, Geernaert et al. (1993) investigam o comportamento deste ângulo numa campanha que usava medidas de vento tomadas na costa leste americana, sobre o oceano Atlântico. Se no primeiro trabalho, Geernaert (1988) sugere que o desvio neste ângulo é devido ao fluxo vertical de calor, neste segundo, ainda que esta argumentação não seja abandonada, recebe a companhia de uma segunda. Como para este novo experimento, $\overline{w'\theta'} \gg 0$ apenas em 30 % dos casos, o autor justifica o desvio angular mostrando que a direção do vetor de tensões de *Reynolds* é intermediária entre a direção do vento horizontal médio e a direção das ondulações (*swell*).

Rieder et al. (1994) chegam à mesma conclusão e mostram que a direção do vetor de tensões superficiais repousa numa direção intermediária entre a direção do vento médio e a direção das ondulações. Entretanto, dois resultados são essencialmente novos em relação aos de Geernaert (1988) e Geernaert et al. (1993). Primeiro, ele mostra que existe uma correlação razoável ($C^2 = 0,21$) entre o ângulo formado pelo vento médio e as tensões horizontais, e o ângulo formado pelo vento médio e as ondulações, para ventos fortes (de 8,6 a 12 ms⁻¹). Segundo, ele mostra que para duas séries temporais de 4 horas as variações das direções das tensões horizontais e das ondulações têm a mesma tendência para frequências altas ($f \gtrsim 0,1 Hz$, figuras 8 e 9, de Rieder et al. (1994)), justificando esta tendência pelo fato de que as ondas de alta frequência responderem mais rapidamente às mudanças de direção do vento e serem geradas localmente.

Este assunto não tem chamado muito a atenção desde os trabalhos de Geernaert (1988), Geernaert et al. (1993), Rieder et al. (1994), mas tem aparecido como assunto paralelo na literatura desde então. Num trabalho que investiga os fatores dos quais dependem o coeficiente de arrasto na superfície Mahrt et al. (2001) mostram que este desvio angular aumenta com a instabilidade. Atribui este desvio a um possível efeito da camada de Ekman que causa o transporte de *momentum* devido a grandes vórtices convectivos. Conclui que nestas condições a componente transversal das tensões, $\overline{v'w'}$ se torna importante e deve ser levada em consideração no

cálculo do coeficiente de arrasto na superfície. Neste mesmo trabalho, os autores ressaltam a dificuldade na estimativa dos fluxos em estados que se afastam muito do neutro, pela presença de fenômenos de mesoescala que podem mascarar a turbulência.

3.2 Estimativa de Fluxos

O trabalho de Businger et al. (1971) pode ser considerado um marco na estimativa de fluxos em micrometeorologia. Nele, os autores obtiveram os fluxos através de medidas feitas diretamente em campo em contraposição a trabalhos anteriores onde estes fluxos foram estimados a partir de perfis de temperatura e velocidade (ver referências em Businger et al. (1971)). A partir de uma instrumentação bastante sofisticada e completa para a época (HAUGEN et al., 1971; BUSINGER et al., 1971) que incluía anemômetros sônicos, anemômetros de concha, sensores de temperatura de alta resolução montados sobre uma torre de 32 m em vários níveis; e duas placas de arrasto para medir tensões superficiais, os autores obtiveram os gradientes de velocidade e temperatura e fizeram estimativas de fluxos medidos diretamente, posteriormente comparando com valores derivados dos perfis das variáveis médias.

A obtenção das tensões superficiais que definem a velocidade de atrito é de particular interesse para nós. A conclusão de que os fluxos de calor e de quantidade de movimento são constantes com a altura baseiam-se nestas medidas, descritas brevemente aqui. A partir da diminuição nas tensões observadas das medidas obtidas nos anemômetros sônicos a 5,66 e 22,6 m de cerca de 6%, a tendência foi extrapolada linearmente até a superfície obtendo-se uma estimativa para $\overline{u'w'}_0$. Comparando esta estimativa com aquelas obtidas pelas placas de arrasto, perceberam que estas medidas eram menores por um fator de 0,67 na média. Atribuindo esta discrepância a incertezas provenientes do uso desta placas, consideraram os valores estimados a partir desta extrapolação linear dos anemômetros sônicos “altos” como mais confiáveis, e assim corrigiram todas as medidas obtidas com as placas de arrasto por este fator de 0,67, utilizando então este valor corrigido de u_* na sequência do trabalho. Os valores assim medidos e os calculados a partir dos perfis mostram boa concordância, mas ainda que este u_* obtido pela correção

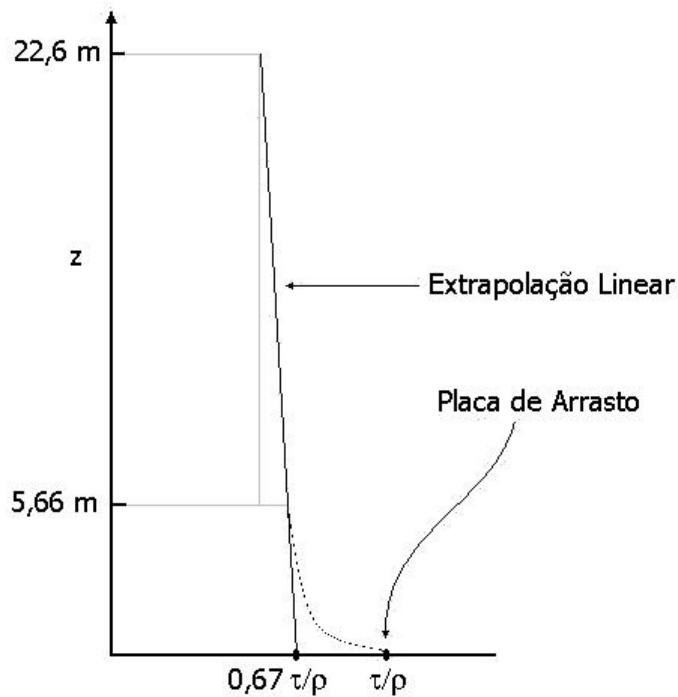


Figura 3.2: Idealizações das medidas de $u_* = \tau_0/\rho$ realizadas por Haugen et al. (1971). A diferença entre as medidas dos anemômetros situados 22,6 e 5,66 m é extrapolada até a superfície e a fração desta extrapolação em relação aos valores medidos nas placas de arrasto, 0,67 na média, é usado como fator de correção.

das medidas superficiais produzam resultados bastante satisfatórios, não fica claro se este fator de correção poderia variar de acordo com a estabilidade, uma vez que seu valor foi fixado a partir de uma média.

Este procedimento cuidadoso tem como objetivo garantir que os valores de u_* baseiem-se em estimativas de $\overline{u'w'}$ obtidas muito próximas da superfície. Esta preocupação revela, aparentemente, uma certa desconfiança em relação aos valores que são obtidos a uma distância z acima do nível do solo, o que, como será mostrado como resultado deste estudo (capítulo 6) justifica-se plenamente à medida que as condições atmosféricas tornam-se mais instáveis.

Outros trabalhos do início da década de 70 (WYNGAARD et al., 1971; KAIMAL, 1973; KAIMAL et al., 1972) também utilizaram os dados deste mesmo experimento de Kansas, portanto as tensões superficiais eram medidas usando-se placas de arrasto em conjunto com anemômetros sônicos. Com uso cada vez mais frequente e mais aperfeiçoado dos anemômetros sônicos, esta estratégia foi sendo gradativamente abandonada em detrimento da técnica da

correlação turbulenta descrita detalhadamente em McMillen (1987) para medidas obtidas exclusivamente por anemômetros sônicos. Esta técnica consiste em aplicar a decomposição de Reynolds às componentes do vento e calcular a covariância turbulenta das flutuações $\overline{u'_i u'_j}$ que definem τ .

Outra alternativa é a estimativa dos fluxos de *momentum* usando o método da variância dos fluxos (*flux-variance methods* ou *temperature fluctuaction method*) ou o método de dissipação (*dissipation method* ou *variance budget method*). Estas alternativas foram encontradas como solução para os principais problemas encontrados quando se aplica a técnica da correlação turbulenta que são: a necessidade de amostragens a altas frequências (10 – 20 Hz); a precisão no alinhamento dos sensores do anemômetro sônico; e a longa duração do tempo de amostragem Hsieh et al. (1996).

A estimativa usando o método da dissipação é menos sensível a estas limitações listadas acima; entretanto, a validade da hipótese da turbulência congelada de Taylor (seção 2.9) é exigida e os fluxos são calculados a partir das funções adimensionais de dissipação, que carregam em si um grau de incerteza na sua obtenção (HSIEH; KATUL, 1997). O método da variância dos fluxos baseia as estimativas para u_* (e fluxos de calor) nas relações entre fluxos e variâncias obtidas sobre terreno plano e uniforme (HSIEH et al., 1996; HSIEH; KATUL, 1997).

Ainda assim, a técnica da correlação turbulenta tem sido extensivamente utilizada (GEERNAERT, 1988; GEERNAERT et al., 1993; RIEDER et al., 1994; GRACHEV et al., 1997; RANNIK; VESALA, 1999; WEBER, 1999). Steinfeld et al. (2007) cita esta técnica como a mais difundida no cálculo de fluxos. A amostragem a altas frequências não chega a ser um problema muito sério, desde que a aparelhagem utilizada permita. O alinhamento dos sensores é corrigido usando-se uma dupla rotação do sistema de coordenadas. O objetivo destas rotações é definir a direção média do vento como a direção longitudinal do escoamento, de tal forma que a componente média transversal e vertical da velocidade do vento se anulem, $\overline{V} = \overline{W} = 0$. É possível ainda efetuar uma terceira rotação que resulte em $\overline{v'w'} = 0$, entretanto Finnigan et al. (2003) não a recomendam alertando que esta terceira rotação não tem significado físico.

Finnigan (2004) cita ainda dois tipos de sistemas de coordenadas: seguindo as linhas de corrente (*physical streamlines*) do escoamento, e seguindo a topografia da superfície. O primeiro destes sistemas dá origem a um referencial (ortogonal) móvel, e o problema é que as equações governantes do escoamento devem ser modificadas, pois as derivadas nas direções x e y não comutam; enquanto que, no segundo, o sistema de coordenadas deixa de ser ortogonal.

Com a perspectiva de diminuir as incorreções no cálculo dos fluxos devido a contaminações cruzadas nas flutuações de velocidade horizontal e vertical, Wilczak et al. (2001) desenvolvem um método de ajuste plano (*planar fit methods*) para definir o sistema de coordenadas a partir de uma sequência de velocidades médias $\overline{u_1}, \overline{u_2}, \dots, \overline{u_n}$. Define-se o plano horizontal do escoamento como o que melhor ajusta os azimutes destes vetores no sentido de mínimos quadrados. Apesar deste método resolver com melhor precisão a componente lateral das tensões, a técnica da dupla rotação de coordenadas ainda é frequentemente utilizada na literatura (FINNIGAN et al., 2003; RANNIK; VESALA, 1999; WEBER, 1999; CHAMECKI; DIAS, 2003; DROBINSKI et al., 2004; ANFOSSI et al., 2005).

A influência dos fenômenos de mesoescala aparece em vários trabalhos (MAHRT et al., 1994; SMEDMAN, 1988; VICKERS; MAHRT, 2003). No primeiro, os autores mostram que estes fenômenos modulam os fluxos de *momentum* mas não os de calor sensível ou latente. Smedman (1988) calcula a razão entre as contribuições de alta de baixa frequência para as variâncias de u , w e θ e também para as covariâncias $\overline{u'w'}$ e $\overline{w'\theta'}$, onde a separação das contribuições por frequência é feita através da integração dos espectros. Então, mostra que as contribuições de baixa frequência para σ_u^2 e σ_θ^2 são muito maiores que as de alta frequência (tabela II, p. 240, Smedman (1988)). O inverso acontece para σ_w^2 onde as contribuições de alta frequência dominam. Já para as covariâncias, esta relação depende da altura de medição: para $z = 2\text{m}$ prevalecem as componentes de alta frequência, enquanto que para $z = 30\text{m}$ prevalecem as de baixa. Vickers e Mahrt (2003) interpretam estes resultados afirmando que a inclusão de transporte devido a termos de mesoescala degrada as relações de similaridade em condições estáveis. Esta degradação deve ser mais significativa para condições estáveis, onde os fluxos turbulentos

costumam ser menores e a inclusão de fenômenos de mesoescala pode mudar drasticamente a magnitude e até mesmo o sinal do fluxo calculado. Já em condições instáveis a ordem de grandeza dos fluxos turbulentos é maior e assim, mesmo a inclusão inadvertida de termos de transporte de mesoescala tem menos efeito sobre os fluxos calculados.

Mahrt et al. (2001) usam janelas de tempo distintas para calcular as velocidades médias e os fluxos. A justificativa é que a resposta destas variáveis aos eventos de mesoescala são diferentes. A baixas velocidades, por exemplo, o vetor de tensões serpenteia mais que a direção média do vento. Prosseguem mostrando que a escolha do tamanho destas janelas cria uma situação quase paradoxal: se grande demais, pode incluir efeitos dos fenômenos de mesoescala e de não estacionariedade; se pequena demais, aumenta os erros aleatórios no cálculo dos fluxos, uma vez que algumas amostras podem incluir perturbações provenientes de outras escalas. Recentemente, Vickers e Mahrt (2006) desenvolveram um método baseado na decomposição de multiresolução do fluxo de calor para identificar o tamanho ideal desta janela de maneira a minimizar a influência dos movimentos de mesoescala em situações estáveis.

A estimativa de fluxos baseada nos métodos aerodinâmicos tradicionais falha em situações de convecção livre, uma vez que estes fluxos estão relacionados à velocidade média do vento. Nestas condições, Stull (1994) propõe uma parametrização para os fluxos de calor, umidade e *momentum* em função das características médias da camada de mistura e na camada superficial. Para os fluxos de *momentum* por exemplo, a sugestão de Stull (1994) é que se defina $u_*^2 = C_{*D} w_* M_{ML}$; onde C_{*D} é um coeficiente de transporte da camada de mistura, w_* é a escala de velocidade convectiva de Deardorff (que depende de z_i , seção 2.7.3) e $M_{ML}^2 = U_{ML}^2 + V_{ML}^2$ é velocidade média do vento na camada de mistura. Sua intenção é eliminar as medidas de variáveis turbulentas superficiais das estimativas dos fluxos e assim, como a definição w_* ainda carrega o fluxo superficial de calor ele propõe uma nova escala convectiva, $w_B \equiv [(g/\theta_v) z_i \Delta\theta_B]^{1/3}$, onde $\Delta\theta_B \approx \Delta\theta_v$, e este último é a diferença de temperatura virtual potencial entre a superfície e a camada de mistura. Assim, a estimativa de u_* depende apenas dos valores médios de z_i , M_{ML} , θ e q na camada de mistura e de valores superficiais para θ e q .

Com o foco do seu trabalho em condições estáveis, Pahlow et al. (2001) fazem uma análise de estatísticas turbulentas adimensionalizadas e verificam que o conceito de estratificação independente de z (*z-less stratification*) não se aplica em condições fortemente estáveis para cinco diferentes experimentos ocorridos entre 1994 e 1999. Na mesma direção está o trabalho de Mahrt (1998), sugerindo, a partir de argumentos teóricos, que em condições extremamente estáveis a TSMO subestima os fluxos e que, neste caso, deve se reformular. Lembra ainda que fenômenos de mesoescala são frequentes em condições extremamente estáveis, e que afetam a estrutura da turbulência. Estes fenômenos, mais especificamente meandros de vento, também são estudados em Anfossi et al. (2005), onde se mostra que este fenômeno ocorre independentemente das condições de estabilidade, sendo mais influente na estrutura turbulenta do escoamento quando os ventos são mais fracos. Em situações de forte convecção, Johansson et al. (2001) sugerem que a estrutura da turbulência na CLA pode ser melhor compreendida se for levada em consideração a dependência da altura da camada limite. O argumento sustenta-se em resultados obtidos usando-se simulação de grandes vórtices e experimentos de campo realizados na Suécia no final da década de noventa. Esta mesma idéia também está presente em Zilitinkevich (1994). Neste trabalho são usados argumentos dimensionais apoiados por experimentos de campo para mostrar que sob condições de forte convecção com ventos fracos, as estatísticas turbulentas locais deixam de depender somente de propriedades locais do escoamento. É necessário então que se leve em consideração propriedades globais do escoamento; por exemplo, a altura da camada limite.

Na camada convectiva, Steinfeld et al. (2007) encontram grande variabilidade horizontal nos fluxos medidos com o método das covariâncias turbulentas temporais, mesmo à pequena distância do chão (4m). Usando LES (Simulação de Grandes Vórtices, *Large Eddy Simulations*), Steinfeld et al. (2007) procuram estender os resultados obtidos por Kanda et al. (2004) para alturas abaixo de 50m e para o regime neutro. O desequilíbrio de energia encontrado por Kanda et al. (2004) é creditado à presença de estruturas turbulentas organizadas. Estas simulações mostram que este desequilíbrio diminui com a altura, ainda que, mesmo próximo da superfície o problema da variabilidade espacial dos fluxos calculados pelo métodos das covari-

âncias ainda persista. A idéia do autor é o uso de uma rede de equipamentos horizontalmente distribuídos, mas, sabendo das limitações orçamentárias que restringem esta sugestão, ele sugere que, na impossibilidade de cumpri-la, as medidas sejam feitas tão próximas do chão quanto possível.

Neste trabalho, o experimento de campo está limitado pelo uso de um único anemômetro sônico (capítulo 4) de tal forma que a estimativa de gradientes verticais se torna impossível, tampouco a análise de estimativas feitas em uma rede horizontalmente distribuída de equipamentos, como sugerem Steinfeld et al. (2007). Nossa estratégia é estimar os fluxos a altura z pela técnica da correlação turbulenta. Veremos que esses fluxos serão considerados como fluxos superficiais em condições próximas de neutro e que devem ser, de alguma forma, corrigidas com o aumento da instabilidade.

3.3 Cálculo das Médias

A estimativa das médias é outro fator determinante no cálculo dos fluxos pelo método das correlações turbulentas. O intervalo de tempo em que estas médias em bloco são calculadas deve ser longo o suficiente para garantir boa representatividade estatística dos valores amostrados, mas não longas demais, para não comprometer a estacionariedade do escoamento turbulento. Na literatura estes valores variam de 10 min (WEBER, 1999; GEERNAERT et al., 1993, 1993) a 1 h (ANFOSSI et al., 2005) passando por valores intermediários: 15 min em (WILCZAK et al., 2001); 20 min em (PAHLOW et al., 2001); 30 min em (MCMILLEN, 1987; RIEDER et al., 1994; GEERNAERT, 1988; JOHANSSON et al., 2001; PAHLOW et al., 2001); 40 min em (GEERNAERT et al., 1993); e, 50 min em (GRACHEV et al., 1997).

Uma abordagem análoga ao uso de janelas variáveis no cálculo de covariâncias é a chamada decomposição de fluxo de multiresolução (*Multiresolution Flux Decomposition*), onde é usada uma transformada de Haar (HOWELL; MAHRT, 1997). No caso de uma atmosfera instável, pode haver uma superposição de fenômenos de mesoescala e grandes vórtices convectivos, e a técnica nem sempre se aplica (VICKERS; MAHRT, 2003). Ela é mais adequada para o regime

estável onde a separação entre os fenômenos de mesoescala e a turbulência pode ser melhor observada. A partir do uso desta técnica, Vickers e Mahrt (2006) propõem uma solução para a contaminação dos fluxos por eventos de mesoescala em condições de turbulência muito fraca. A idéia é usar janelas de tempo variáveis entre o conjunto de séries temporais analisadas para o cálculo das médias e covariâncias. Estas janelas podem durar de 30 segundos a 20 minutos (VICKERS; MAHRT, 2003) e são calculadas com base na escala temporal associada à falha (*gap*) espectral.

A separação do sinal turbulento em média e flutuação pode ser feita de três maneiras distintas. A primeira delas é o cálculo da média em bloco sobre um período fixo seguido da decomposição de Reynolds. Outra alternativa é ao invés de usar a média calculada em bloco, ajustar os dados por uma função linear e então decompor o sinal usando esta função no papel da média. Finalmente uma terceira alternativa é o uso de filtro passa-baixa, descrita em McMillen (1987). O uso destas alternativas justifica-se como uma tentativa de remover as tendências nas séries temporais, reduzindo assim os efeitos de não-estacionariedade. Rannik e Vesala (1999) comparam as duas últimas alternativas para o cálculo de fluxos usando a técnica das correlações turbulentas, chegando à conclusão de que enquanto o uso de filtro autorecursivo leva a variâncias superestimadas em períodos de não-estacionariedade, a remoção linear das tendências é mais recomendada neste caso, desde que satisfeitas certas condições experimentais. Como exemplo, Anfossi et al. (2005) usam esta estratégia para o cálculo dos fluxos.

O cuidado no cálculo de $\overline{w'\theta'}$ e $\overline{u'_i u'_j}$ (e consequentemente, na medida de u_*) justifica-se plenamente: a teoria de similaridade de Monin-Obukhov está apoiada nestes valores. Outra perspectiva para esta questão é fundamentalmente teórica: verificar em que condições a teoria é válida e se, eventualmente, ela pode ser reformulada para obter melhores resultados em situações específicas.

Para os resultados exibidos no capítulo 5 foram testados diferentes janelas para o cálculo de média, variando de 15 s a 60 min, bem como o uso de filtro auto-recursivo de passa baixa com janela de 100 s sobre séries temporais de 15, 30 e 60 min. Como salientado acima, em condições

instáveis, a influência dos eventos de mesoescala deve ser menor, o que nos deixa confortáveis com o uso de médias em bloco calculadas a cada 30 min.

3.4 Análise Dimensional Direcional

Uma das propostas mais interessantes para a reformulação da TSMO aparece em Kader e Yaglom (1990). Usando a idéia de *Análise Dimensional Direcional* (ADD), os autores propõem uma divisão da CLA em condições instáveis em três subcamadas. Além de exibir uma ótima adequação a dados de vários experimentos e de ser formalmente muito bem elaborada, esta proposta usa um pressuposto físico simples: na subcamada inferior as tensões superficiais predominam sobre os efeitos de flutuabilidade na caracterização do escoamento. Na última das três subcamadas a situação se inverte e, a grande novidade é o aparecimento de uma camada intermediária de transição onde os efeitos térmicos e inerciais funcionam juntos como fonte de energia cinética da turbulência.

Esta divisão entretanto está baseada em um tipo diferente de análise dimensional, onde considera-se que as escalas de comprimento na horizontal e na vertical são independentes, substituindo a única dimensão fundamental de comprimento, L , por duas novas, L_x e L_z , para comprimento na horizontal e vertical, respectivamente. Kader e Yaglom (1990) discutem mais detalhadamente as condições em que isto pode ser feito e mostram uma breve revisão histórica do uso deste tipo de análise dimensional. Uma das condições citadas repousa numa suposta independência energética entre os processos que produzem turbulência nas dimensões vertical e horizontal. Como os resultados de campo de Kader e Yaglom (1990) mostram uma boa adequação a esta nova teoria, os autores se sentem confortáveis com seu uso.

Se a atmosfera apresenta uma estratificação neutra (ou pelo menos, quase neutra), os perfis médios de velocidade e temperatura são dados por:

$$\frac{d\bar{U}}{dz} = \frac{u_*}{kz}, \quad (3.6)$$

$$\frac{d\bar{T}}{dz} = -\frac{T_* P_t}{kz}, \quad (3.7)$$

onde $P_t \approx 0,85$ é o número de turbulência de Prandtl. Vale a pena observar que a constante de von Karman deixa de ser adimensional nesta teoria, apresentando dimensões $L_x^{-1/2} L_z^{1/2}$.

Para a análise de uma estratificação que se afasta da neutra, é útil olhar para as equações de balanço de energia cinética da turbulência em condições de estacionariedade e homogeneidade horizontal:

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \overline{p' \frac{\partial u'}{\partial x}} = \epsilon_u + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'^2 w'}}{\partial z}, \quad (3.8)$$

$$\frac{1}{\rho} \overline{p' \frac{\partial v'}{\partial y}} = \epsilon_v + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{v'^2 w'}}{\partial z}, \quad (3.9)$$

$$\frac{g}{\theta_v} \overline{w' \theta'_v} + \frac{1}{\rho} \overline{p' \frac{\partial w'}{\partial z}} = \epsilon_w + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{w'^3 + 2 p' w' / \rho}}{\partial z}, \quad (3.10)$$

onde p' são as flutuações de pressão e as taxas de dissipação de ECT, ϵ , estão separadas direcionalmente de acordo com os respectivos subíndices, u , v ou w .

O comprimento de estabilidade de Obukhov é definido pela razão entre as taxas de produção da componente horizontal de ECT por efeitos mecânicos, $-\overline{u'w'} \partial \bar{U} / \partial z$, e a taxa de produção da componente vertical por efeitos térmicos, $(g/\theta_v) \overline{w' \theta'_v}$. Este comprimento define a altura em que os dois mecanismos de produção tornam-se iguais. Na TSMO considera-se que abaixo desta altura, ou ainda, se:

$$\frac{g}{\theta_v} \overline{w' \theta'_v} < -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \frac{u_*^3}{kz}, \quad (3.11)$$

as forças de empuxo não são importantes na descrição da estrutura da turbulência. Esta desigualdade define uma camada onde a turbulência é governada predominantemente por efeitos mecânicos, e esta é a camada em contato direto com a superfície.

Com o uso da ADD entretanto, as dimensões deste dois mecanismos de produção são diferentes, isto é, a contribuição térmica tem dimensões $L_z^2 T^{-3}$ enquanto que a mecânica tem dimensões $L_x^2 T^{-3}$. Desta maneira, o quociente entre estes termos não é adimensional, clamando por uma abordagem diferente.

As flutuações de pressão nas equações de balanço de ECT tendem a redistribuir a energia cinética entre as componentes u , v e w . Assim a *subcamada dinâmica* (SDN) da turbulência, onde as forças de empuxo não são importantes, fica definida quando a transferência de energia para a componente vertical da velocidade devido a estas flutuações de pressão é maior que a produção de ECT nesta componente devido ao termo de flutuabilidade. Dimensionalmente, esta taxa de transferência dinâmica de energia da componente horizontal para a vertical deve ser da ordem da única combinação de u_* , z e k com as mesmas dimensões $L_z^2 T^{-3}$ da taxa de produção térmica de $0,5 \overline{w'^2}$, e esta combinação é obtida por $(k u_*)^3 / z$. Desta forma, a espessura da SDN fica determinada por:

$$z < \hat{L} = \frac{k^3 u_*^3}{(g/\theta_v) \overline{w' \theta_v'}}. \quad (3.12)$$

Como $k^3 = 0,064$, esta escala de comprimento é quase quarenta vezes menor que a escala original (L_* , definição 3.1) de Obukhov.

Acima desta camada mas não muito alto, a componente vertical da energia cinética é produzida por flutuabilidade, enquanto que as componentes horizontais têm geração mecânica. A contribuição mecânica emprestada do escoamento médio que é transferida para a componente vertical devido às flutuações de pressão torna-se desprezível frente aos mecanismos térmicos e mecânicos de produção. Como esta interconversão de energia entre as direções ortogonais é pequena, Kader e Yaglom (1990) argumentam, a ADD pode ser aplicada nesta camada, que é

chamada de *subcamada dinâmico-convectiva* (SDC). Neste caso, teremos duas escalas de velocidade distintas: uma vertical, de dimensões $L_z T^{-1}$, que é a escala de convecção livre local, u_f ; e uma horizontal, u_{**} , de dimensões $L_x T^{-1}$, dada por:

$$u_{**} = \frac{u_*^2}{u_f} = |\overline{u'w'}|_0 \left(\frac{zg \overline{w'\theta'_v}}{\overline{\Theta_v}} \right)^{1/3}. \quad (3.13)$$

Desta forma, como o gradiente de velocidades nesta camada tem dimensões $L_x L_z^{-1} T^{-1}$, a única combinação de parâmetros fundamentais com estas dimensões é u_{**}/z , logo:

$$\frac{d\overline{U}}{dz} = C_1 \frac{u_{**}}{z}, \quad (3.14)$$

onde C_1 é uma constante adimensional. Substituindo na equação acima a expressão 3.13, chegamos a:

$$\frac{z}{u_*} \frac{d\overline{U}}{dz} = C_1 \widehat{\zeta}^{-1/3}, \quad (3.15)$$

onde $\widehat{\zeta} = k^{-1} \zeta_*$ é o parâmetro adimensional usado por Kader e Yaglom (1990) que preferem excluir a constante de von Karman desta variável.

A estratificação térmica é determinada de maneira análoga, usando a escala de convecção livre local (seção 2.7.3), $\theta_f = -\overline{w'\theta'_0}/u_f$:

$$\frac{d\overline{\Theta}}{dz} = -C_2 \frac{\theta_f}{z}, \quad (3.16)$$

ou ainda:

$$\frac{z}{T_*} \frac{d\overline{\Theta}}{dz} = -C_2 \widehat{\zeta}^{-1/3}, \quad (3.17)$$

onde C_2 é uma constante.

Mais acima ainda, a taxa de produção térmica excede a taxa de produção mecânica e a transferência de energia da vertical para a horizontal devido ao termo de pressão torna-se significativa. Como $d\bar{U}/dz$ decresce com z , a produção mecânica vai se tornando tão pequena a ponto de poder ser desprezada. Define-se assim a chamada *subcamada de convecção livre* (SCL). A idéia desta camada coincide, segundo os autores, com o regime de convecção livre, tradicionalmente associado à camada convectiva de mistura, bem acima da camada superficial. Os perfis médios de velocidade e temperatura são dados por:

$$\frac{d\bar{U}}{dz} = C_3 \frac{u_f}{z}, \quad (3.18)$$

$$\frac{d\bar{\Theta}}{dz} = -C_4 \frac{\theta_f}{z}, \quad (3.19)$$

onde C_3 e C_4 são constantes adimensionais. Substituindo as expressões que definem estas escalas acima, obtém-se:

$$\frac{z}{u_*} \frac{d\bar{U}}{dz} = C_3 \hat{\zeta}^{1/3}, \quad (3.20)$$

$$\frac{z}{T_*} \frac{d\bar{\Theta}}{dz} = -C_4 \hat{\zeta}^{-1/3}. \quad (3.21)$$

Os limites que definem estas duas subcamadas superiores foram determinados experimentalmente. Aqui exibimos estes limites em função da variável original de Monin-Obukhov, que é aquela utilizada neste trabalho:

$$\begin{aligned} 0 \leq -\zeta_* &\lesssim 0,04; && \text{Subcamada Dinâmica (SDN)} \\ 0,12 \lesssim -\zeta_* &\lesssim 1,2; && \text{Subcamada Dinâmico – Convectiva (SDC)} \\ -\zeta_* &\gtrsim 2; && \text{Subcamada de Convecção Livre (SCL)} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Com estes limites estabelecidos, as funções de similaridade propostas com o uso da ADD para os dados de Kader e Yaglom (1990), são descritas por:

$$\phi_m = \begin{cases} 2,6, & 0 \leq -\zeta_* \lesssim 0,04 \\ 1,25 \zeta_*^{-1/3}, & 0,12 \lesssim -\zeta_* \lesssim 1,2 \\ 0,95 \zeta_*^{1/3}, & -\zeta_* \gtrsim 2 \end{cases} \quad (3.23)$$

$$\phi_h = \begin{cases} 2,4, & 0 \leq -\zeta_* \lesssim 0,04 \\ 0,81 \zeta_*^{-1/3}, & 0,12 \lesssim -\zeta_* \lesssim 1,2 \\ 0,66 \zeta_*^{-1/3}, & -\zeta_* \gtrsim 2 \end{cases} \quad (3.24)$$

$$\phi_w = \begin{cases} 1,25, & 0 \leq -\zeta_* \lesssim 0,04 \\ 2,24 \zeta_*^{1/3}, & 0,12 \lesssim -\zeta_* \lesssim 1,2 \\ 1,76 \zeta_*^{1/3}, & -\zeta_* \gtrsim 2 \end{cases} \quad (3.25)$$

$$\phi_\theta = \begin{cases} 2,9, & 0 \leq -\zeta_* \lesssim 0,04 \\ 1,03 \zeta_*^{-1/3}, & 0,12 \lesssim -\zeta_* \lesssim 1,2 \\ 1,11 \zeta_*^{-1/3}, & -\zeta_* \gtrsim 2 \end{cases} \quad (3.26)$$

A primeira coisa a se notar é que as potências de ζ_* para os gradientes adimensionais de velocidade e temperatura se alteram. Se nas funções de Businger-Dyer (seção 2.7.1), ϕ_m decresce com $\zeta_*^{-1/4}$, a previsão dada por 3.24 é levemente diferente na SDC, onde ϕ_m decresce com $\zeta_*^{-1/3}$ e totalmente oposta na SCL, onde ϕ_m cresce com $\zeta_*^{1/3}$, o que parece contradizer o fato de que $d\bar{U}/dz \approx 0$ no limite de convecção livre. Para o gradiente adimensional de temperatura, enquanto que ϕ_h decresce com $\zeta_*^{-1/2}$ para Businger-Dyer, em 3.25 a potência é $-1/3$. Para ϕ_w e ϕ_θ as duas teorias prevêem aumento e decréscimo com a mesma potência de ζ_* , $1/3$ e $-1/3$, respectivamente.

O segundo fato importante, e que é bastante explorado nesta tese, é a definição das três subcamadas de acordo com os mecanismos de geração de ECT. De acordo com a definição 3.22, a subcamada estritamente dinâmica é bem mais delgada do que se imaginava originalmente, aproximadamente $1/40$ do comprimento de Obukhov. A próxima subcamada ali definida, onde os dois mecanismos de geração de ECT convivem, inicia-se numa fração aproximada de 10% de

L_* e estende-se até um pouco além de L_* . Esta proposta insere a influência da produção térmica numa altura onde costumava-se desprezá-la, e, como veremos, é possível associar à esta camada um crescente desalinhamento entre a direção média do vento e as tensões superficiais.

A taxa de dissipação adimensional é apresentada em separado. Kader e Yaglom (1990) salientam as dificuldades para estabelecer uma expressão para ϕ_ϵ na SDC, e assim propõem, para o seu conjunto de dados:

$$\phi_\epsilon = \begin{cases} 2,5, & 0 \leq -\zeta_* \lesssim 0,04 \\ B_1 \zeta_* + B_2 \zeta_*^{-1/3}, & 0,12 \lesssim -\zeta_* \lesssim 1,2 \\ 1,2 \zeta_*, & -\zeta_* \gtrsim 2 \end{cases} \quad (3.27)$$

Na expressão acima, B_1 e B_2 são constantes e ϕ_ϵ em regime de convecção livre, cresce com a mesma potência de ζ_* prevista pelas fórmulas de Businger-Dyer, isto é 1.

Outra novidade no artigo de Kader e Yaglom (1990) é o uso de dados em condições muito instáveis, algo até então inédito, como salientam os autores. Esta característica dos dados é que permitiu estender as previsões de Businger-Dyer para situações de forte convecção (as fórmulas de Businger-Dyer estão limitadas, no caso instável, por $-\zeta_* \leq 2$) onde se prevê um crescimento com $\zeta_*^{1/3}$.

Como visto na seção 2.7.1, os perfis neutros para a velocidade e a temperatura média devem ser corrigidos devido à instabilidade (estabilidade). Uma vez que o uso da ADD resulta em novas funções de similaridade, as funções de correção do perfil também devem ser alteradas. É o que propõe Brutsaert (1992) baseado na expressão de ϕ_m obtida por Kader e Yaglom (1990). Para valores de $\zeta_* \approx 0$ a curva de ψ_m de Businger-Dyer e a de Brutsaert (1992) não diferem muito, mas para valores de ζ_* da ordem de -40 por exemplo, esta nova previsão é cerca de metade da previsão clássica.

No caso de ψ_h , as funções de correção de Brutsaert para os perfis de Businger-Dyer não diferem muito (até mesmo porque, as ϕ_h 's que integram são muito semelhantes), apresentando uma concordância quase perfeita para $z/L_* \approx 0$.

3.5 A Camada Limite Estável

A camada limite estável noturna tem sido objeto de estudo de pesquisadores de maneira bastante intensa desde meados da década de setenta, uma vez que a turbulência na CLC foi extensivamente estudada a partir dos experimentos de Kansas (BUSINGER et al., 1971) e Minnesota (KAIMAL et al., 1976) e os resultados obtidos desde então têm resolvido de maneira mais satisfatória a turbulência em regime instável do que no caso estável.

Como salientado no capítulo 2 a turbulência na CLE é bem mais complicada que na CLC. Wyngaard (1975) descreve a turbulência na CLE a partir de simulações numéricas baseadas em um modelo de fechamento de segunda ordem para as equações dinâmicas. Estas simulações e os dados de Kansas e Minnesota apresentaram boa concordância quando o regime varia de neutro a moderadamente estável. Brost e Wyngaard (1978) propõem simplificações deste modelo anterior. Os dois trabalhos mostram que uma taxa constante de resfriamento sobre uma fronteira horizontal de baixa profundidade pode conduzir a CLE a um estado estacionário em algumas horas. Este estado estacionário não é atingido se esta taxa constante imposta sobre esta fronteira for trocada por uma equação de balanço de energia por exemplo.

Nieuwstadt (1984) propõe o uso de escalas locais para a descrição da turbulência usando, no lugar do comprimento L de Obukhov, uma escala análoga local dependendo dos fluxos medidos à altura z :

$$\Lambda(z) = -\frac{|\overline{u'w'}|^{3/2}}{k(g/\Theta)\overline{w'\theta'}}, \quad (3.28)$$

onde salientamos a dependência de $\Lambda(z)$ com z uma vez que os fluxos que definem esta escala são medidos a esta altura e não devem ser considerados fluxos superficiais.

Com esta escala, as estatísticas na CLE podem ser descritas por funções de similaridade dependendo do parâmetro $z/\Lambda(z)$. Teoricamente, com $z \rightarrow 0$, $\Lambda(z) \rightarrow L$ e assim as previsões usando escalas locais devem generalizar os resultados da TSMO. No outro extremo, quando $z/\Lambda(z) \rightarrow \infty$ as estatísticas adimensionais devem ser constantes, encontrando o que é conhecido

como estratificação independente de z . Um dos maiores problemas desta teoria é a dificuldade na previsão de perfis verticais para as variáveis médias e seu gradientes. Estes perfis dependem de boas estimativas para a variação dos fluxos de calor e quantidade de movimento com a altura, e a teoria só se aplica em caso da turbulência ser contínua, de tal forma que eventos indicando a intermitência da turbulência devem ser eliminados da análise. Os resultados experimentais obtidos por Nieuwstadt (1984) mostram uma adequação bastante razoável a esta teoria. Entretanto, o uso de um conjunto de dados auxiliares (CAUGHEY, 1984), mostra um maior distanciamento entre as previsões derivadas do uso destas escalas locais e os dados de campo.

Ainda assim, esta teoria tem sido revisitada. Smedman (1988, 1991) usam suas previsões para $|\overline{u'w'}|/u_*^2$ para estimar a altura da camada limite estável turbulenta. Sorbjan (1988) compara experimentos de campo com os dados usados por Nieuwstadt (1984) à luz desta teoria para concluir que a topografia do sítio experimental tem grande influência nos seus resultados. Quando os fluxos em condições estáveis são pequenos (condição característica quando a turbulência é muito fraca) eles devem ser removidos das lista de parâmetros fundamentais. Este é o argumento de Sorbjan (2006, 2008) que propõe o uso de escalas locais baseadas nas variâncias da velocidade vertical e da temperatura em seu lugar.

A escala local de comprimento 3.28 é, na verdade aquela com a qual podemos contar neste trabalho, uma vez que não temos estimativas dos fluxos superficiais a partir dos dados de campo. Deste ponto em diante, denotaremos esta escala simplesmente por L , que não deve ser confundido com L_* , reservado ao comprimento de Obukhov (definição 3.1). Assim, a variável adimensional de estabilidade aqui utilizada será $\zeta \equiv z/L$ por analogia com ζ_* . Não fica claro na definição 3.28 que $\zeta \approx \zeta_*$ à medida que $\zeta_* \rightarrow 0$, isto é, à medida em que a atmosfera fica mais neutra. Um dos objetivos desta tese é propor uma relação entre esta escala local e a escala superficial, que permita compreender melhor algumas estimativas da turbulência na CLA.

3.6 A Camada Superficial sob uma Camada Externa Convectiva

O tratamento da CS a partir de uma perspectiva que não depende somente das variáveis locais aparece de maneira explícita em McNaughton e Laubach (1998), McNaughton (2004, 2006), McNaughton et al. (2007). Estes trabalhos propõem um olhar sobre a CS em interação com a camada convectiva acima dela.

McNaughton (2004) propõe um novo modelo para a estrutura da turbulência na CLA em condições instáveis. Este modelo considera além da CS uma camada de transição entre esta e a camada externa convectiva. Segundo este modelo, a turbulência na CS caracteriza-se por estruturas auto-organizadas de vórtices chamadas de estruturas tipo-amplificadores de ejeção de Theodorsen (*Theodorsen Ejection Amplifiers Like*, TEAL). Estas estruturas formam-se pela interação entre os movimentos convectivos na camada superficial com o perfil médio de vento nesta camada, que distorce estes movimentos formando estruturas em forma de ferradura (figura 3 de McNaughton (2004)), que se quebram e voltam a se reagrupar formando novas TEAL maiores que a originais, numa cascata crescente de vórtices. Este processo é local e ocorre até a espessura da CS, $z_s = u_*^3 / k \epsilon_s$ (onde ϵ_s é a taxa de dissipação da camada exterior. McNaughton (2004) mostra que z_s é proporcional ao comprimento de Obukhov), onde encontra e é bloqueado pelos grandes vórtices da camada externa, cuja escala de comprimento é da ordem da espessura da CLA (z_i). Evidências experimentais mostram que estas estruturas não dependem da estabilidade atmosférica.

McNaughton (2006) baseia-se nestas idéias e coloca em cheque a TSMO, propondo um novo modelo para o balanço de ECT na CS sob uma camada externa convectiva. Algumas das principais críticas deste modelo em relação à TSMO devem-se ao fato de que, nela, a camada exterior à CS não afeta a estrutura da turbulência próximo à superfície, e que os fluxos convectivos afetam a estrutura da turbulência na CS. Estas duas questões já haviam sido abordadas em McNaughton (2004), onde o autor abandona estas idéias em detrimento das estruturas tipo amplificadores de ejeção, que são insensíveis à estabilidade (portanto a $\overline{w'\theta'}$) e que são

bloqueadas pelo grandes vórtices da camada externa à CS. O balanço de ECT proposto aqui tem características marcantes que diferem do modelo clássico (seção 2.6): a energia é gerada, segundo o modelo, na camada externa pelos processos de larga escala, incluindo as grandes plumas convectivas, e transportada para baixo, em direção à CS; o termo de redistribuição de ECT por gradientes de pressão equilibra a produção térmica (desta forma, os fluxos convectivos não afetam a estrutura da turbulência na CS, ainda que contribuam para o aumento da ECT); e, uma nova escala de velocidades é proposta, que vem em substituição à velocidade de atrito, $u_\epsilon = (kz\epsilon)^{1/3}$.

Esta mesma escala foi usada por Kaimal et al. (1972) na normalização dos espectros de velocidade, com o objetivo de colapsar as curvas para diferentes valores de z/L em uma única curva (seção 2.9, $\phi_\epsilon^{1/3} = u_\epsilon/u_*$). Este colapso funciona bem da região inercial em diante (na direção das menores frequências), mostrando evidências da importância desta escala na CS sob uma camada externa convectiva.

Aqui, esta proposta de consideração de variáveis típicas da camada convectiva exterior à superficial não será levada em consideração já que as características de nosso experimento só nos permitem estimativas de variáveis obtidas localmente. Estimativas que pretendemos estender, na medida do possível, até a superfície e compreender a dinâmica desta camada mais baixa da CLA apenas a partir destas variáveis locais.

4 Experimentos de Campo

O experimento de campo EXFU-3 foi realizado no Lago do Reservatório de Furnas (FURNAS CENTRAIS ELÉTRICAS S.A.) no estado de Minas Gerais entre os dias 14 e 22 de julho de 2004. Os equipamentos foram instalados numa torre de medições micrometeorológicas, chamada estação Guapé, instalada no centro do lago (a $20^{\circ}43,828'$ S de latitude e $45^{\circ}57,793'$ O de longitude) (figura 4.2). Neste experimento foram utilizados dois conjuntos de medição como mostra a figura 4.3, um de resposta rápida, e outro de resposta um pouco mais lenta. O conjunto de resposta rápida é composto de:

- Um anemômetro sônico *Campbell CSAT3*, que mede as componentes da velocidade do vento, u, v e w e a temperatura virtual θ_v ; mais um higrômetro de criptônio *Campbell*



Figura 4.1: Vista parcial do Lago de Furnas.



Figura 4.2: Estação Guapé: torre suporte para conjuntos de medição.

KH2O que mede a densidade de vapor ρ_v e um termopar de fio fino *Campbell FWTC3* para medir a temperatura do ar.

Para o outro conjunto, temos:

- um anemômetro sônico *Young 81000*, que mede as componentes da velocidade do vento u, v e w e a temperatura virtual θ_v , um sensor de temperatura e umidade relativa *CS500* para medir a densidade de vapor ρ_v , e com um termopar *Campbell FWCT3* para medir a temperatura do ar.

A figura 4.3 mostra a configuração dos equipamentos utilizados durante o EXFU-3. Os dados foram medidos a uma frequência de 20 Hz e armazenados em um *Palm m125* utilizando cartões de memória de 512 megabytes, sendo coletados diariamente, transferidos para um notebook e verificados para detectar eventuais falhas.

A haste da torre sobre a qual foram montados os equipamentos supracitados orienta-se em direção ao norte e sua altura em relação à superfície do lago era de aproximadamente 3,7 m. Enquanto durou o experimento o nível da água no lago não variou de maneira sensível de tal sorte que consideramos esta altura constante.



Figura 4.3: Conjuntos de medição. A esquerda o conjunto de resposta lenta; e à direita, o de resposta rápida.

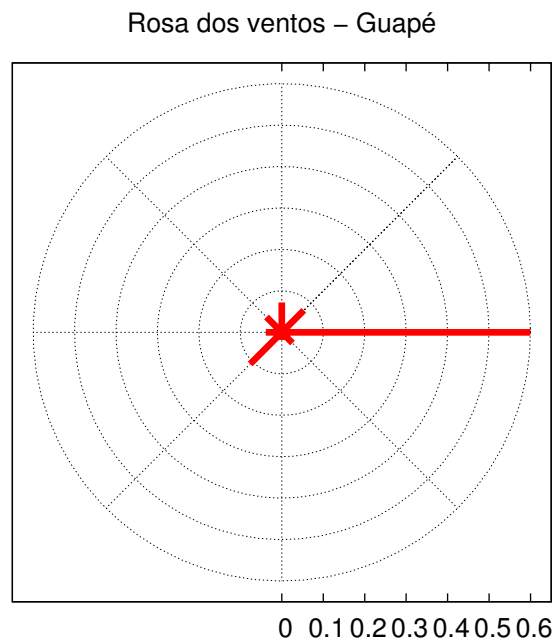


Figura 4.4: Predominância do vento no período 2002-2004.

Esta escolha de direção deve-se a relatos locais de que os ventos predominantes sobre o lago sopram nas direções norte e nordeste. Mostrou-se adequada neste experimento ainda que, em dois anos de medições tinha-se verificado a predominância do vento vindo de leste, como mostra figura 4.4.

Apesar da posição dos anemômetros ser praticamente a mesma, e sua orientação, idêntica, os valores para as componentes de velocidade do vento diferem já que o sistema de referência interna de cada aparelho é diferente (figura 4.5). Para o anemômetro *Young* o eixo x aponta para oeste e o eixo y para o sul. No anemômetro da *Campbell* encontramos o eixo x apontando para sul e o eixo y para leste.

Para padronizar a análise da direção do vento nos dois aparelhos usamos o padrão usual de micrometeorologia, onde a direção 0° indica um vento vindo a norte e a direção 90° indica um vento vindo a leste.

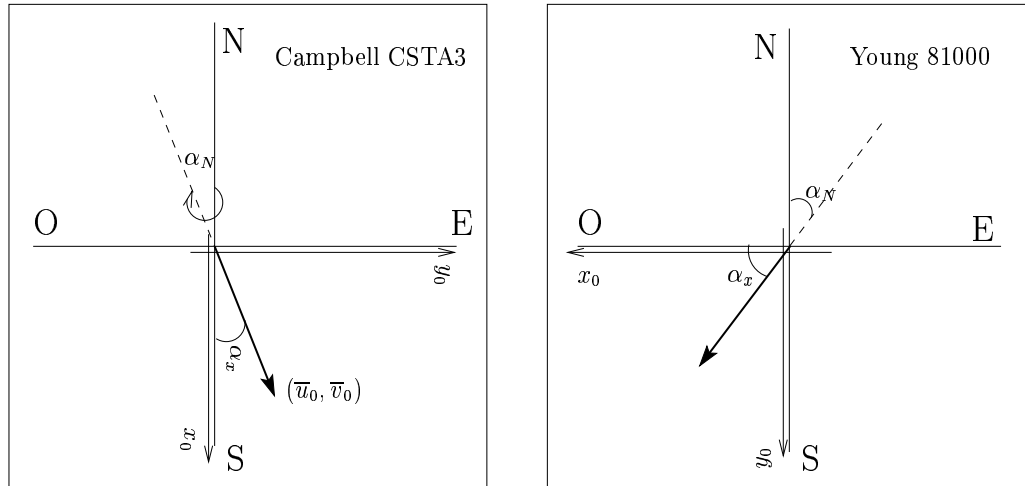


Figura 4.5: Esquema de alinhamento dos Anemômetros Sônicos.

4.1 Conjunto de Dados Auxiliar

Outro conjunto de dados foi usado para controle dos resultados obtidos sobre o conjunto principal. O experimento de Ponta Grossa (PR, região sul do Brasil) foi realizado de 1 a 8 de novembro de 2002 e está descrito em Chamecki e Dias (2003) e Chamecki (2003) e é mostrado na figura 4.6. A região em questão trata-se de uma fazenda onde encontravam-se plantações de soja (altura média aproximada de 5 *cm*) e de aveia (altura média aproximada de 20 *cm*). Devido à declividade do terreno, a dupla rotação de coordenadas é obrigatória aqui, e como esta declividade acentua-se entre os setores oeste e sul, as séries temporais provenientes desta direção foram eliminadas. A pista (*fetch*) nas outras direções era de aproximadamente 2000 *m*. Um anemômetro sônico *Campbell CSAT3* foi montado sobre uma torre delgada a 4,2 *m* do chão (figura 4.7).

Foi montado um sistema compacto auto-suficiente para ser deixado em campo, que consistia de um *handbook* PSION 5mx com um cartão de memória de 128 Mb e uma bateria de corrente contínua de 12 V, garantindo cerca de 50 horas de medições contínuas. O PSION foi programado na linguagem interpretada OPL e os dados foram transferidos a cada dois dias para um *notebook* quando então o sistema era reiniciado para um novo período de medição. Os da-



Figura 4.6: Vista da torre montada em campo para o experimento de Ponta Grossa.



Figura 4.7: Anemômetro sônico *Campbell CSAT3* operando acoplado à torre da figura 4.6.

dos foram colhidos a 60 Hz e o restante do processamento aconteceu de maneira idêntica àquela descrita para o EXFU-3.

4.2 Análise dos Dados

Os dados brutos coletados em campo conforme descrito na seção anterior são armazenados em unidades de 15 min no dispositivo de memória (SD Card do *Palm m125*) com o formato binário da *Campbell*. A cada instante de tempo (1/20 s) são armazenados, um identificador da *Campbell*, a data (no calendário juliano) da medida, a hora e minuto desta mesma medida e o segundo em que ela foi gerada. Como são feitas vinte leituras por segundo, isso dá origem a (no máximo) vinte dados brutos com os mesmos valores descritos pelas quatro variáveis anteriores.

Além destas são medidas mais 14 variáveis micrometeorológicas nos equipamentos descritos na seção anterior. Cada uma destas 18 variáveis ocupa 2 bytes de memória, consumindo 36 bytes por medida. A cada série temporal de 15 min são realizadas, portanto, $15 \times 60 \times 20 = 18000$ leituras a cada vigésimo de segundo, dando origem a 648000 bytes por arquivo armazenado no cartão de memória do *Palm m125*.

Em seguida é feita a conversão de formato, usando um programa em linguagem C, cuja origem são os arquivos em formato binário *Campbell* gerados pelos equipamentos de medida e, cujo destino é o formato binário organizado em séries de 15 min de onde são excluídos o cabeçalho original com o identificador da *Campbell*, a data, a hora e minuto o segundo da medida, e é incluído um cabeçalho simplificado.

Estes arquivos denominados .turb tem a estrutura descrita sucintamente na figura 4.8.

O cabeçalho informa, em ordem: a data da leitura (17/01/2004), o horário em que a leitura termina (12:30, tendo iniciado às 12:15), o número de canais lidos (14) e a frequência de aquisição de dados (20 Hz). A tabela 4.1 descreve os canais onde estão armazenadas as variáveis tratadas no EXFU-3.

No experimento de Ponta Grossa, a estrutura é um pouco mais simples, uma vez que se tratavam apenas de quatro canais, como descrito pela tabela 4.2:

Para obter a temperatura a partir da velocidade do som, c usamos:

```

20040117-12:30:00.00
14
20
u_csat3.....m/s
v_csat3.....m/s
w_csat3.....m/s
ts_csat3.....oC
diag_csat3.....INTEIRO
te_csat3.....mV
KH20.....mV
u_young.....m/s
v_young.....m/s
w_young.....m/s
y_cs500.....1
tc_cs500.....oC
te_young.....mV
T_ref.....oC

```

Figura 4.8: Estrutura dos arquivos .turb no EXFU3.

Tabela 4.1: Descrição dos canais no EXFU-3.

canal	unidade	variável	aparelho
u_csat3	ms^{-1}	componente longitudinal da velocidade do vento	Campbell CSAT3
v_csat3	ms^{-1}	componente transversal da velocidade do vento	Campbell CSAT3
w_csat3	ms^{-1}	componente vertical da velocidade do vento	Campbell CSAT3
ts_csat3	$^{\circ}\text{C}$	temperatura virtual	Campbell CSAT3
diag_csat3	inteiro	diagnóstico de erro de leitura	Campbell CSAT3
te_csat3	mV	temperatura do ar	Campbell FWTC3
KH20	mV	densidade de vapor	Campbell KH20
ts_csat3	$^{\circ}\text{C}$	temperatura virtual	CSAT3
u_young	ms^{-1}	componente longitudinal da velocidade do vento	Young 81000
v_young	ms^{-1}	componente transversal da velocidade do vento	Young 81000
w_young	ms^{-1}	componente vertical da velocidade do vento	Young 81000
y_cs500	adimensional	umidade relativa do ar	CS500
ts_cs500	$^{\circ}\text{C}$	temperatura virtual	CS500
te_young	mV	temperatura do ar	Campbell FWTC3
T_ref	$^{\circ}\text{C}$	temperatura de referência	Datalogger Campbell CR23X

canal	unidade	variável	aparelho
u_csat3	m s^{-1}	componente longitudinal da velocidade do vento	Campbell CSAT3
v_csat3	m s^{-1}	componente transversal da velocidade do vento	Campbell CSAT3
w_csat3	m s^{-1}	componente vertical da velocidade do vento	Campbell CSAT3
c_csat3	m s^{-1}	velocidade do som	Campbell CSAT3

Tabela 4.2: Descrição dos canais em Ponta Grossa.

$$c^2 = 403 T \left(1 + 0,32 \frac{\bar{e}}{p} \right), \quad (4.1)$$

onde \bar{e} é a energia cinética da turbulência e p é a pressão atmosférica. Como a contribuição deste fator envolvendo e/p é muito pequena Kaimal e Finnigan (1994), usamos uma aproximação para T dada por:

$$T = \frac{c^2}{403}. \quad (4.2)$$

O processamento destes dados é feito em programas escritos em linguagem C, cujo objetivo é calcular as estatísticas necessárias para obter os fluxos, a velocidade de atrito e a variável de estabilidade de *Monin-Obukhov*. São elas as médias e variâncias das três componentes de velocidade e temperatura virtual dos dois conjuntos de aparelhos. Como cada série temporal corresponde a um arquivo com 15 min de leituras e, eventualmente, gostaríamos de lidar com outros intervalos de tempo para calcular as estatísticas, os programas utilizados separam estas séries em unidades menores (5, 3 e 1 min, e 30s), ou agrupam em unidades maiores (30 ou 60 min).

A sequência de operações executadas nos programas é sucintamente descrita por:

- leitura dos dados;
- cálculo das componentes médias das velocidades e da temperatura, e suas respectivas variâncias;

- rotação de coordenadas para alinhar o sistema de coordenadas com a direção média do vento horizontal, tornando $\bar{V} = \bar{W} = 0$;
- filtragem dos dados (ou não);
- cálculo das médias e variâncias para os dados rotacionados e/ou filtrados;
- ajuste linear para \bar{U} e $\bar{\Theta}$ (utilizado na estimativa aproximada de $d\bar{U}/dt$ e $d\bar{\Theta}/dt$);
- cálculo dos fluxos de temperatura e *momentum*;
- cálculo do vetor de tensões horizontais de Reynolds;
- cálculo de u_* , T_* , u_f e θ_f ;
- cálculo do ângulo entre τ e (\bar{U}, \bar{V}) ;
- cálculo da razão de constância (CR);
- cálculo da energia cinética de turbulência;
- cálculo do parâmetro de flutuabilidade;
- cálculo dos momentos de ordem três;
- cálculo de L e de ζ ;
- cálculo das funções de similaridade, ϕ_m e ϕ_h ;
- cálculo das funções de correção do perfil neutro, ψ_m e ψ_h ;
- impressão dos resultados no arquivo de saída.

Em seguida, estabelecemos uma distribuição de frequência de ângulos medidos entre τ e (\bar{u}, \bar{v}) através de outra rotina em linguagem C.

Conforme mostrado em trabalho recente (DIAS et al., 2005), os ângulos entre τ e \bar{U} medidos para ventos vindos por trás da torre apresentavam valores incompatíveis com o esperado

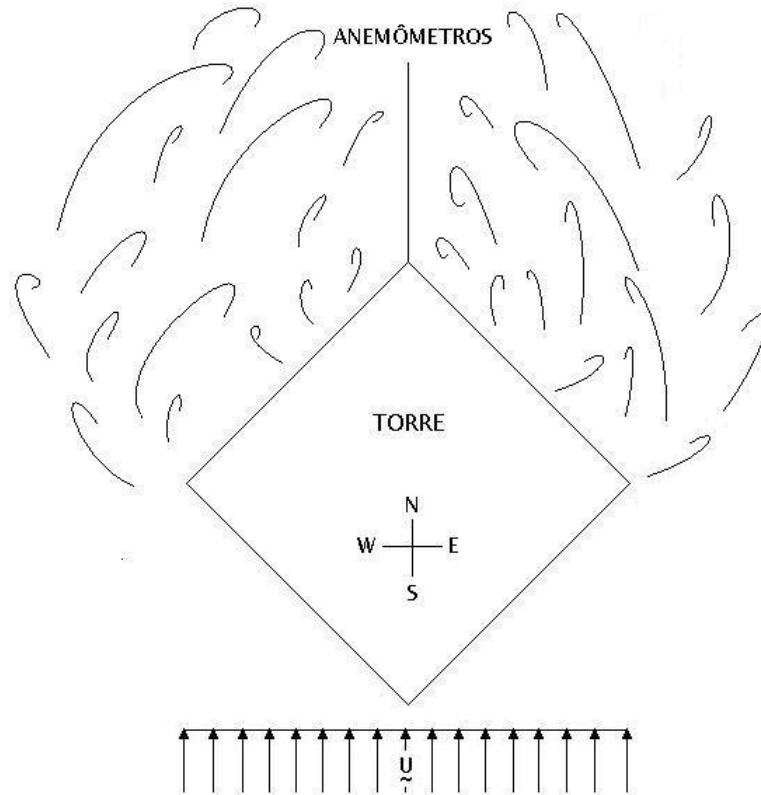


Figura 4.9: Esteira de vento formada pelo escoamento vindo ao sul da torre, atingindo os anemômetros e corrompendo o escoamento pela presença do obstáculo.

alinhamento. Este procedimento reduziu os problemas de alinhamento entre τ e \bar{U} , já que a torre de medição cria um obstáculo que distorce o escoamento gerando uma esteira de vento que pode afetar as leituras feitas no anemômetros que se encontram no extremo oposto, como mostra a figura 4.9.

Consideramos “anômalos” os registros de vento para os quais o ângulo entre τ e \bar{U} excedesse 90° pela esquerda ou direita. Calculamos a razão entre os registros anômalos e o total de registros de vento para cada aparelho, para um total de oito direções distintas e reparamos que a maioria deste ventos vinha da direção de trás da torre, como mostram as figuras 4.10 e 4.11. Desta forma, as medidas cuja direção média do vento caíssem dentro de um setor de 120° centrado ao sul da torre, foram eliminadas das nossas análises. Com este procedimento, eliminamos também a influência de uma pequena ilha ao sul da torre de medições, que é o

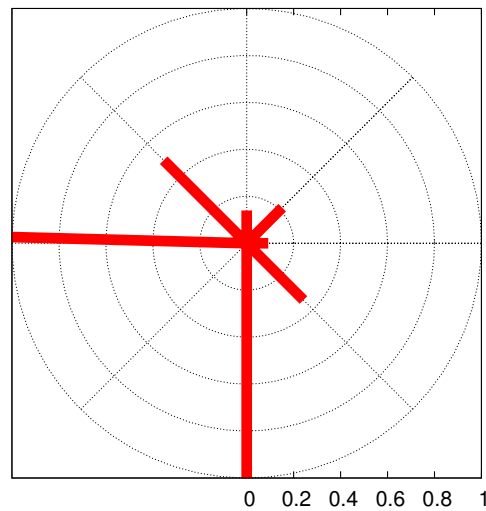


Figura 4.10: Razão entre a frequência de ventos “anômalos” com relação ao alinhamento de τ com \bar{U} pelo total da frequência de ventos apurados para cada setor de 45° , para o CSAT3, mostrando como a torre afeta estas medidas.

obstáculo geográfico mais próximo. Assim, a pista das direções boas é suficiente para garantir confiabilidade aos dados medidos.

As direções norte, sul, leste e oeste nestas figuras aparecem da maneira usual, de tal forma que na figura 4.10 percebe-se que 100% dos ventos de origem a sul e oeste da torre geraram valores anômalos para o ângulo medido entre τ e \bar{U} , no aparelho CSAT3. No anemômetro YOUNG (figura 4.11), esta razão entre as frequências não chega a 100% nestas direções, mas também é alta.

Em seguida calculamos as estatísticas necessárias para cada um destes *turb*: médias, variâncias e momentos de primeira ordem envolvendo as variáveis u_i e θ . De tal forma que os resultados aqui apresentados baseiam-se, originalmente, em 445 séries de quinze minutos cada. Em alguns casos, estas séries foram agrupadas em unidades maiores (de 30 e 60 minutos) ou menores (5, 3, 1 e 0.5 minutos) para efeito de comparação.

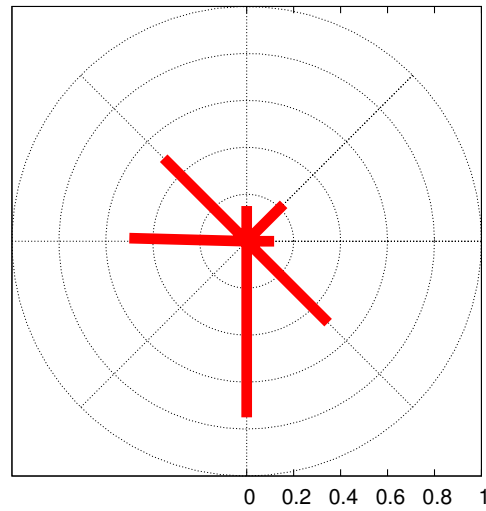


Figura 4.11: O mesmo que a figura anterior, agora para o anemômetro YOUNG. A diferença entre as razões deve-se a pequenas diferenças de alinhamento entre os sensores.

4.3 Filtragem dos Dados

Também foi utilizado um filtro auto-recursivo de passa-baixa Rannik e Vesala (1999) para séries temporais de 60, 30 e 15 minutos. Independente do intervalo de tempo em que cada série foi considerada, e da técnica de decomposição das variáveis (com e sem filtro) escolhida, exatamente as mesmas variáveis foram utilizadas e as mesmas estatísticas foram calculadas.

O algoritmo para aplicação do filtro auto-recursivo de passa-baixa sobre um série temporal $x(i)$ é descrito sucintamente pelos seguintes passos:

- Cálculo da componente filtrada de passa baixa $y(i)$ dada por:

$$y(i) = \left[\left(1 - \frac{\Delta t}{J} \right) y(i-1) \right] - \left[\left(\frac{\Delta t}{J} \right) x(i) \right], \quad (4.3)$$

onde $x(i)$ é o i -ésimo valor da série x , Δt representa o intervalo de aquisição de dados (nesse experimento igual a $1/20s$) e J é o tamanho da janela utilizada na filtragem (neste caso $J = 100s$);

- remoção da série original da componente filtrada de passa baixa, obtendo uma estimativa inicial para as flutuações em torno de y :

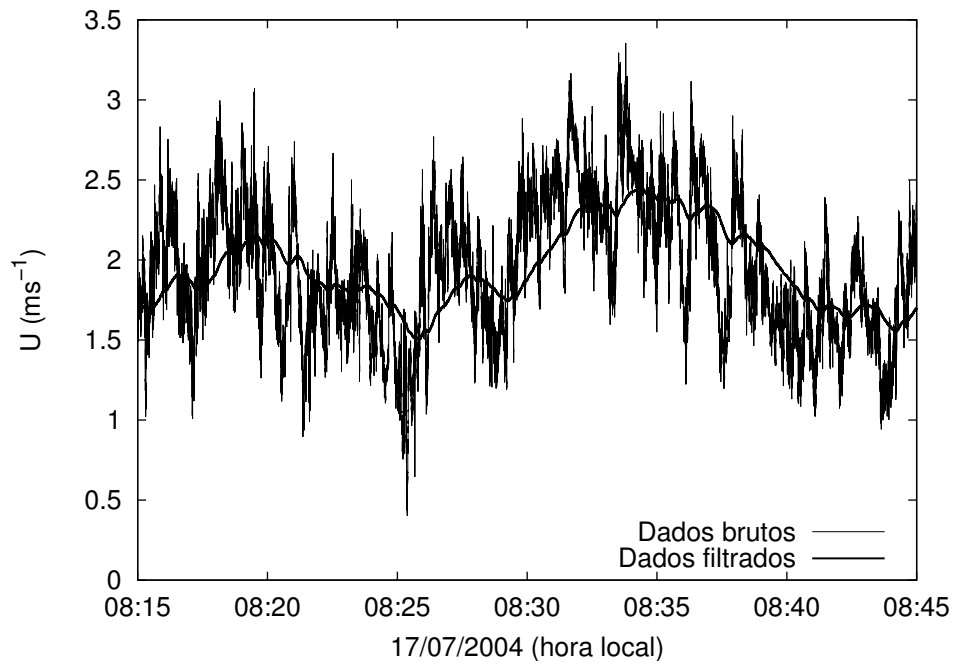


Figura 4.12: Efeito da filtragem sobre a série temporal de velocidade do vento, componente u . Dados de Furnas, 17/07/2004, das 8:15 às 8:45 (hora local).

$$y'_0(i) = x(i) - y(i). \quad (4.4)$$

- correção da estimativa inicial das flutuações:

$$y'(i) = y'_0(i) - \overline{y'_0(i)}. \quad (4.5)$$

Este procedimento, como a decomposição de *Reynolds*, separa o sinal original em duas componentes, a filtrada (que faz o papel da média) e uma flutuação em torno desta. Como a estimativa inicial das flutuações não satisfaz os postulados de Reynolds, pois $\overline{y'_0(i)} \neq 0$, é necessária uma correção destas de maneira a forçar a média das flutuações a zerar, subtraindo-se dessa estimativa inicial, a sua média (que é diferente de zero), obtendo a forma final. As figuras e mostram o efeito da filtragem sobre meia hora de medidas da componente longitudinal da velocidade do vento e da temperatura, respectivamente.

Com este procedimento, o sinal original x foi decomposto em $y + y'$ que não é igual a ele, uma vez que foram retiradas as tendências da série original decorrentes das baixas frequên-

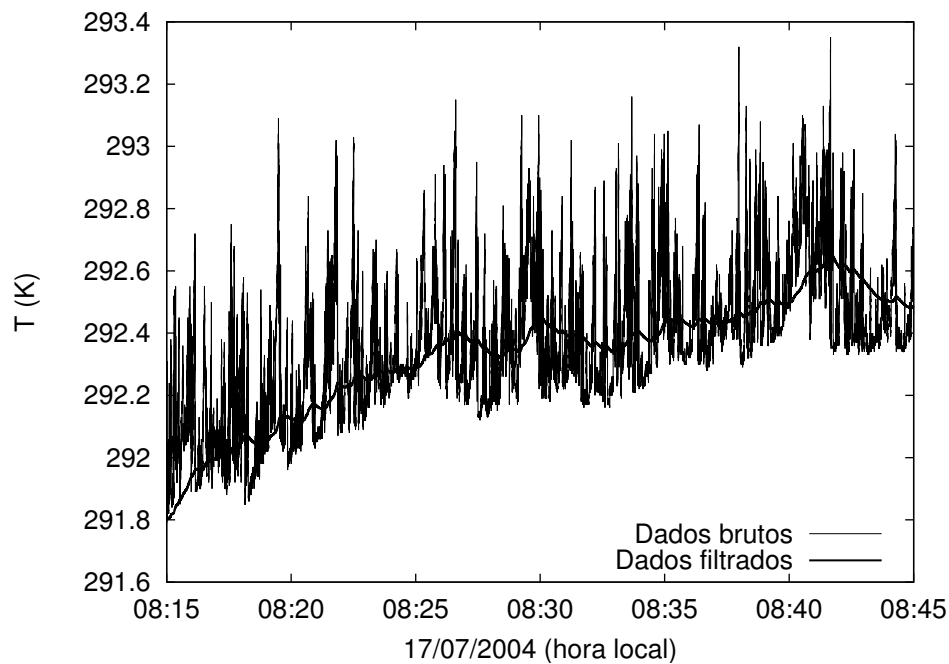


Figura 4.13: Efeito da filtragem sobre a série temporal de temperatura. Dados de Furnas, 17/07/2004, das 8:15 às 8:45 (hora local).

cias. O resultado da filtragem dos dados sobre as médias calculadas reduz o efeito da não-estacionariedade do escoamento, como argumenta McMillen (1987). Ao invés de um valor médio para cada 15, 30 ou 60 minutos, trabalhamos agora com valores médios para cada 100 segundos! A escolha da janela de 100 segundos para este experimento está justificada em Dias et al. (2005)

4.4 Cronologia das Variáveis Médias

Encerramos este capítulo fazendo uma breve análise da comportamento cronológico de algumas das variáveis médias essenciais para os dois experimentos de campo. Velocidade horizontal, temperatura, energia cinética turbulenta e parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov serão vistos a seguir, com médias tomadas a cada 30 min. O objetivo é situar os resultados dos próximos capítulos dentro destas condições meteorológicas locais nos quais se desenrolaram os experimentos.

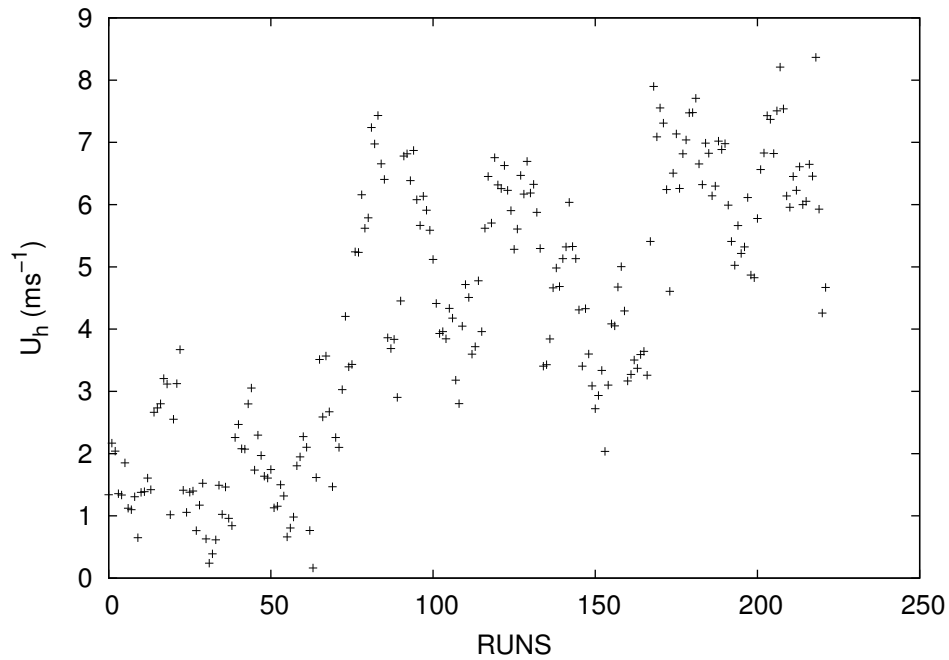


Figura 4.14: Cronologia da velocidade horizontal média do vento durante o EXFU-3. Médias tomadas a cada 30 min.

4.4.1 Furnas

A velocidade horizontal média do vento durante o período que transcorreu o EXFU-3 manteve-se entre 0 e 9 ms^{-1} aproximadamente, com se vê na figura 4.14 (Nesta e nas seguintes as séries temporais aparecem denotadas pelo termo em inglês *run*). Percebe-se também que o experimento se desenrola dentro de dois regimes de ventos distintos: ventos fracos a moderados até a 75ª série aproximadamente (o que corresponde à noite do dia 17/07/2004, terceiro dia de experimentos portanto); e ventos moderados a fortes a partir de então até o final do experimento, onde estamos considerando um valor aproximado de 4 ms^{-1} como a fronteira que define estes regimes.

A cronologia da temperatura média do ar é que vemos a seguir. Optamos por converter os valores originais para a escala *Celsius* apenas por uma questão de comodidade. Esta escala, entretanto, foi usada apenas para esta situação, para todos os outros casos neste trabalho usamos a escala *Kelvin*. Esta variável segue o ciclo típico da variação do dia para a noite como mostra a figura 4.15. Também é possível perceber que este ciclo começa a variar entre valores mais

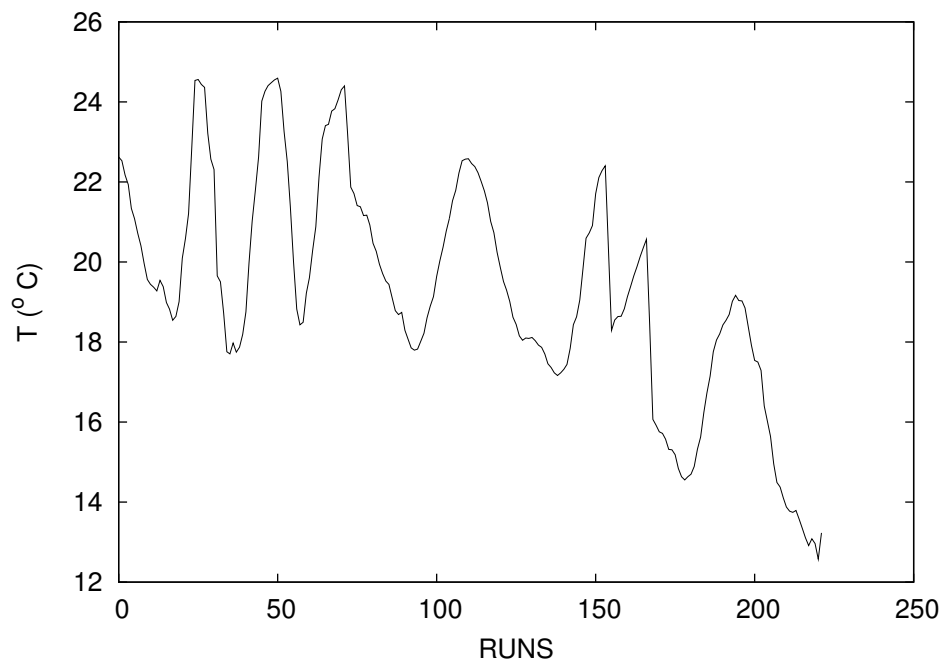


Figura 4.15: Cronologia da temperatura média do ar durante o EXFU-3. Médias tomadas a cada 30min.

baixos ao longo do experimento. Enquanto nos primeiros três dias este ciclo de temperaturas mínimas e máximas variou entre 18 e 25 °C aproximadamente, no último dia a máxima ficou em torno de 19 °C e a mínima por volta de 13 °C. Este período coincide com aquele em que os ventos se intensificam, o que pode indicar a chegada de uma frente fria ou outro fenômeno do tipo.

A evolução da estabilidade atmosférica durante o EXFU-3 pode ser acompanhada na figura 4.16. Claramente o regime instável predomina durante o experimento com raras ocorrências de eventos estáveis. Como as medidas foram feitas sobre o lago durante o inverno, este comportamento parece bastante razoável, uma vez que a capacidade calorífica da água é bem maior que a da superfície terrestre e assim a superfície do lago responde mais vagarosamente aos forçantes devidos ao aquecimento solar. Chama a atenção também que o período mais instável está associado ao regime de ventos fracos/moderados, enquanto que com o aumento da intensidade do vento, a atmosfera aproxima-se do regime neutro (figura 4.17).

Esta medida da estabilidade atmosférica baseia-se na escala local de comprimento (equação 3.28), uma vez que não podemos contar com as medidas superficiais dos fluxos. Assim, deste

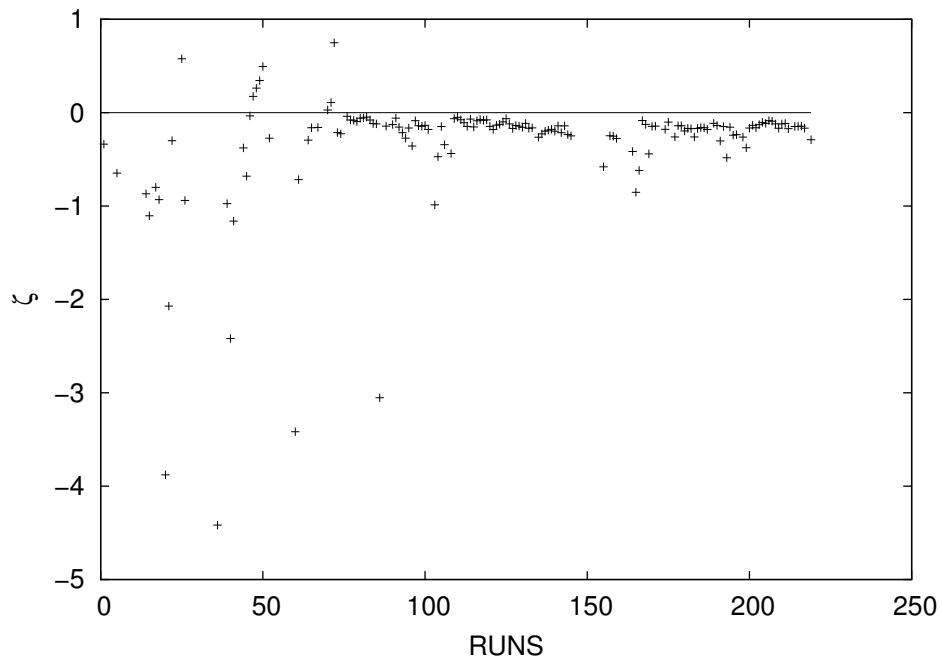


Figura 4.16: Cronologia do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov medido a 3,7 m para o EXFU-3. Médias tomadas a cada 30 min.

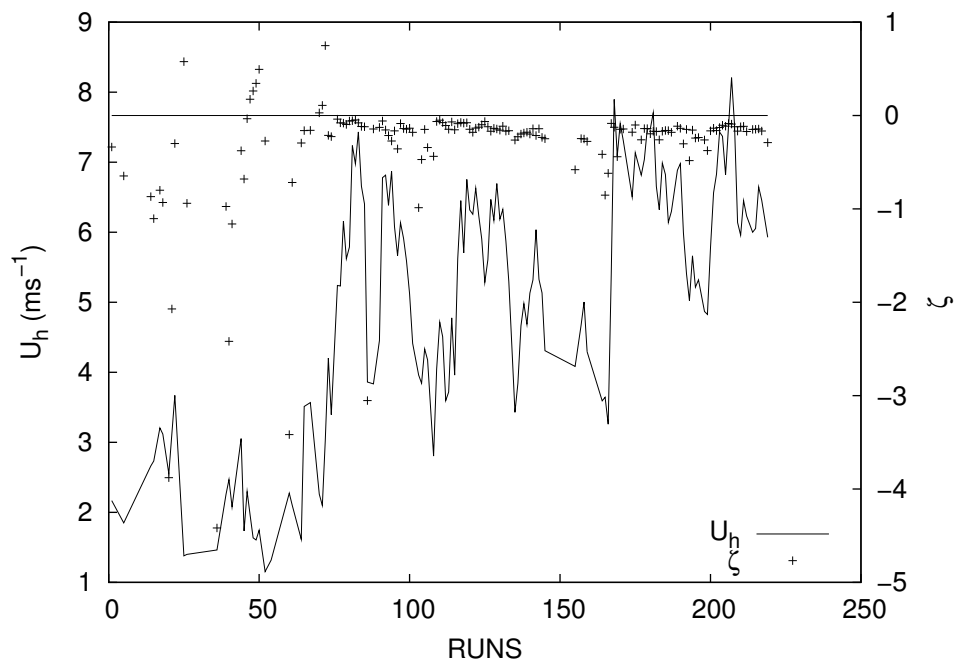


Figura 4.17: Comparação da cronologia da velocidade horizontal média do vento com o parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov para o EXFU-3. O regime de ventos mais fortes ocorre com a atmosfera mais próxima de neutra.

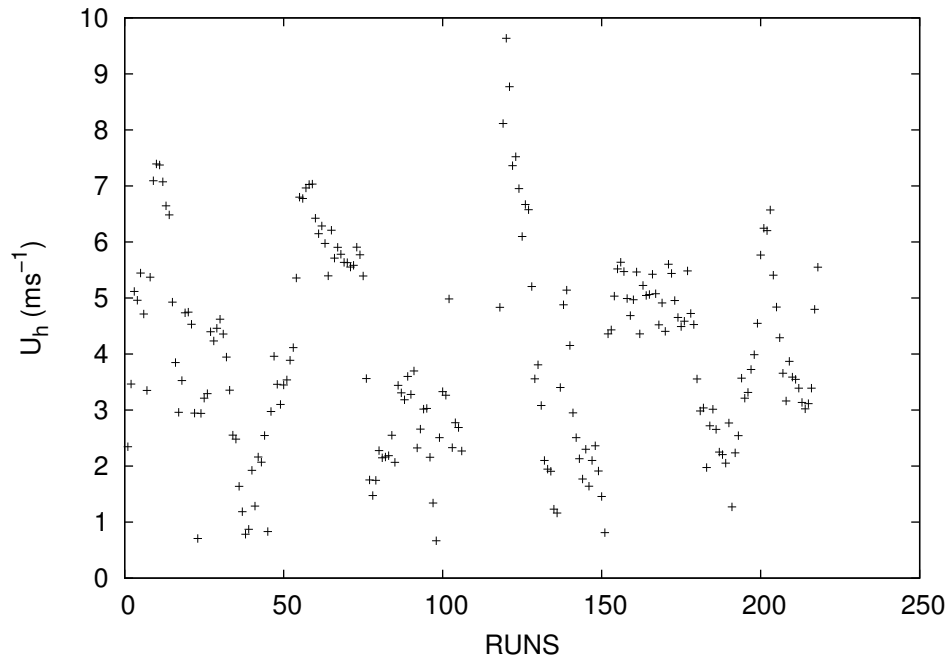


Figura 4.18: Cronologia da velocidade horizontal média do vento em Ponta Grossa. Médias tomadas a cada 30 min.

ponto em diante denotaremos por ζ a variável de estabilidade obtida com esta escala, e substituímos a notação original de Nieuwstadt (1984) para esta escala de comprimento simplesmente por L , resultando em:

$$\zeta = \frac{z}{L} = \frac{kgz\overline{w'\theta'}}{\Theta|u'w'|^{3/2}}. \quad (4.6)$$

4.4.2 Ponta Grossa

O experimento de Ponta Grossa mostra um comportamento típico da variação das condições atmosféricas no verão em latitudes médias sobre a superfície terrestre. Os regimes distintos de ventos observados em Furnas aqui não se repete com a velocidade horizontal média variando ciclicamente de 1 a 8 ms^{-1} ao longo de todo o período (figura 4.18). A temperatura média exhibe claramente o ciclo devido a variação diurna com um período de resfriamento por volta da metade do experimento (figura 4.19).

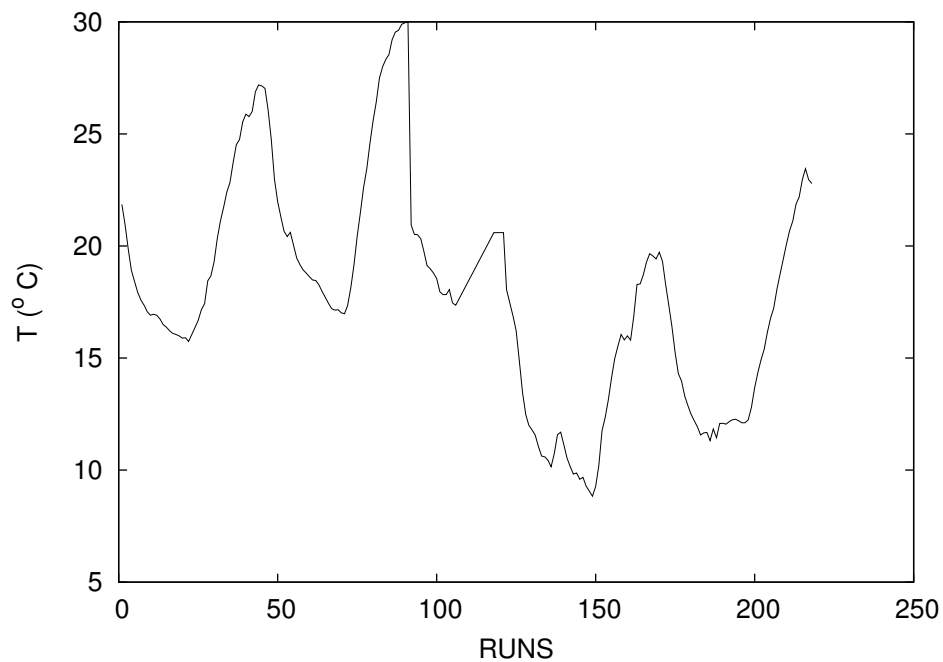


Figura 4.19: Cronologia da temperatura média do ar em Ponta Grossa. Médias tomadas a cada 30 min.

Enquanto que durante o EXFU-3 a atmosfera esteve predominantemente instável, no experimento de Ponta Grossa, o comportamento foi típico da variação devido ao ciclo diurno. No primeiro caso, a predominância do regime instável deve-se à grande inércia térmica da água que responde muito mais lentamente que a terra aos forçantes de radiação solar, situação típica de oceanos ou mesmo grandes lagos com água profundas durante o inverno. Os poucos eventos estáveis registrados ocorreram sempre no mesmo horário: no meio da tarde, e com curta duração (duas horas no máximo). Com isto o conjunto de dados de Ponta Grossa foi escolhido para controle por exibir uma quantidade de séries temporais em condições mais próximas de neutro ($|z/L| \leq 0,04$) muito maior que o EXFU-3.

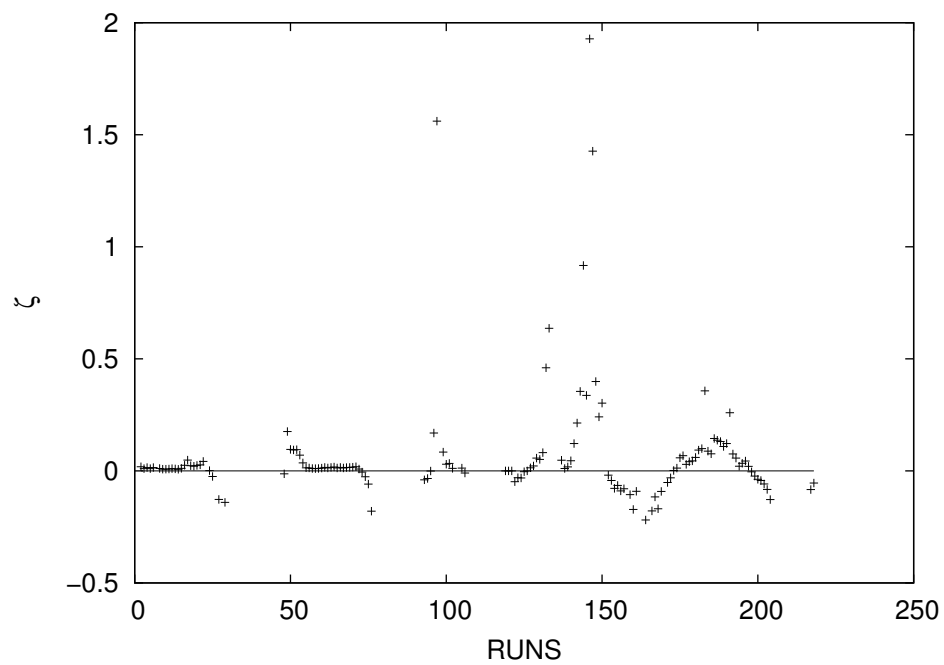


Figura 4.20: Cronologia do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov medido a 4,2m em Ponta Grossa. Médias tomadas a cada 30 min.

5 Motivação Experimental

Neste capítulo apresentamos os principais resultados que motivaram a execução do presente trabalho. Estes resultados incluem o (des)alinhamento entre as tensões de Reynolds (na horizontal) e a direção média do escoamento, a distribuição destes ângulos pelas subcamadas determinadas pelo MTS, a cronologia das variáveis médias para os dois conjuntos de dados, o desvio-padrão adimensional de w e espectros de velocidade.

Iniciamos pelos resultados obtidos para a frequência de ângulos entre τ e \bar{U} medidos pelos dois anemômetros sônicos em intervalos de tempo variáveis. Este ângulo é dado por (WEBER, 1999):

$$\alpha = \arctg(\bar{V}/\bar{U}) - \arctg(-\overline{v'w'}/-\overline{u'w'}) \quad (5.1)$$

As figuras (5.1, 5.2, 5.3, 5.4, 5.5, 5.6 e 5.7) que se seguem mostram a distribuição de frequências dos ângulos α medidos entre τ e \bar{U} . Esta distribuição de frequências está separada por classes de frequência de 10° cada. Como se nota os resultados são bastante diferentes para os dois aparelhos. Além disso, principalmente para o anemômetro YOUNG (figuras à direita), a frequência de ângulos “ruins” encontrados é muito alta. Lembramos ainda que estes resultados foram obtidos após um par de rotações de coordenadas, a primeira delas efetuada com o intuito de alinhar o eixo das abscissas com a direção média do vento na série temporal. Isso faz com que $\bar{V} = 0$. Uma segunda rotação tem como objetivo alinhar a direção vertical de tal forma que $\bar{W} = 0$.

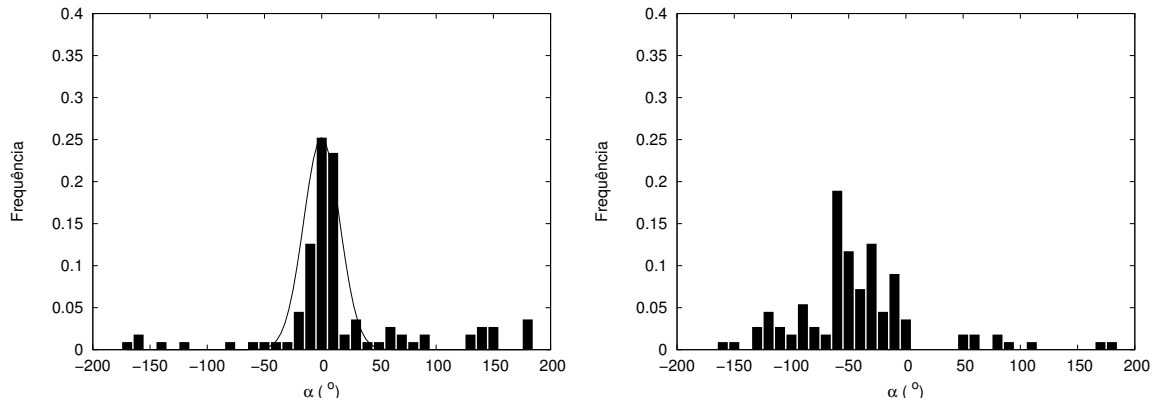


Figura 5.1: Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 60 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.

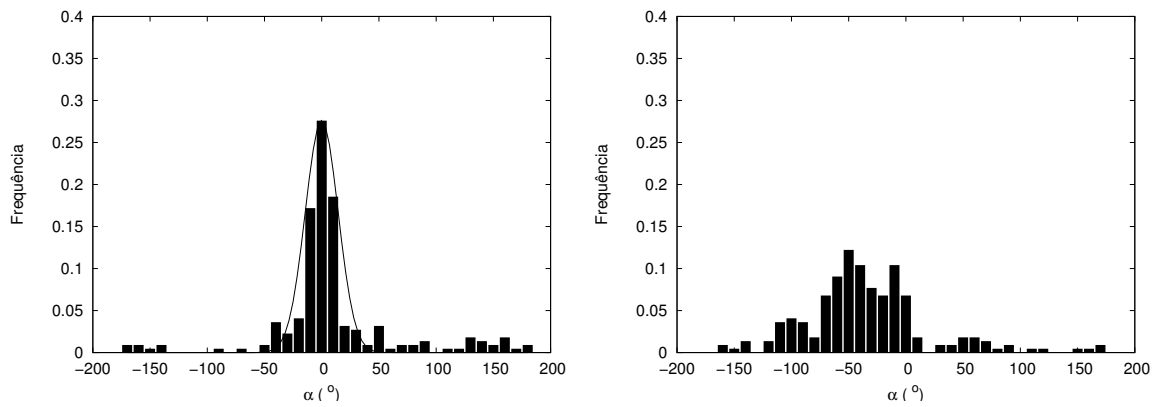


Figura 5.2: Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 30 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.

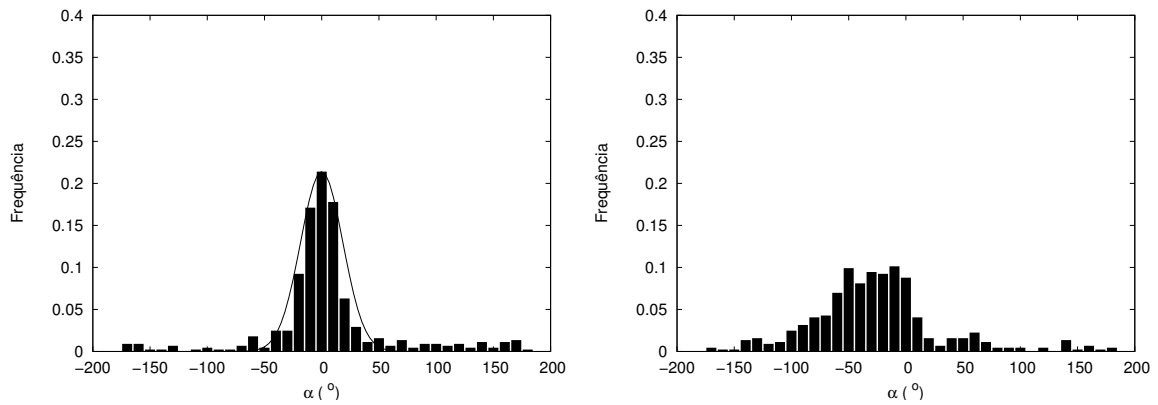


Figura 5.3: Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 15 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.

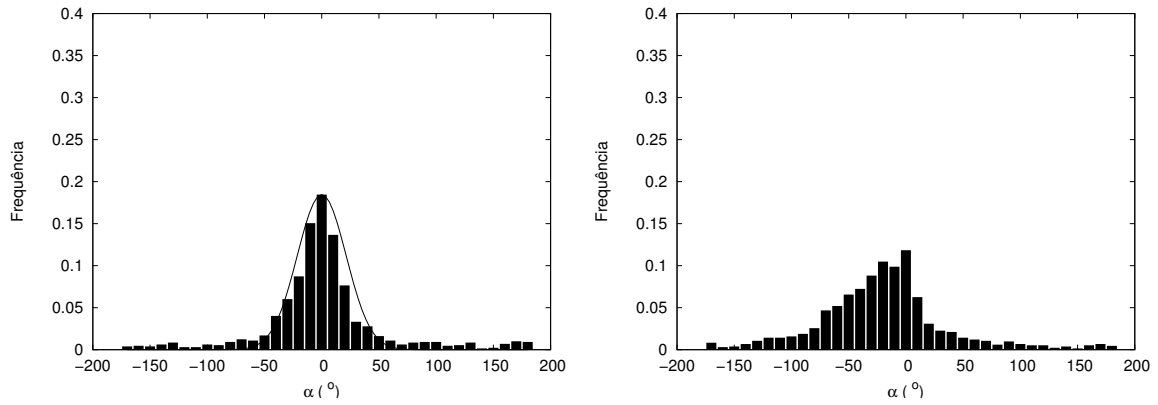


Figura 5.4: Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 5 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.

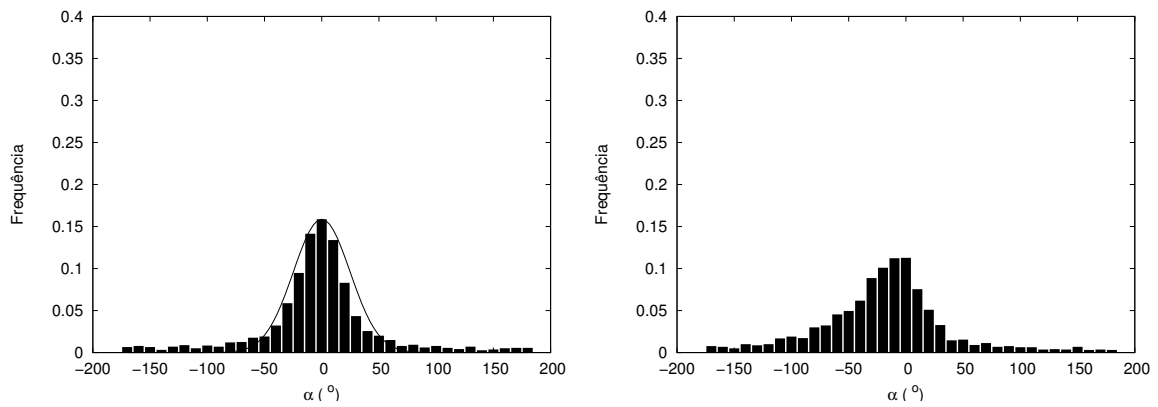


Figura 5.5: Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 3 minutos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.

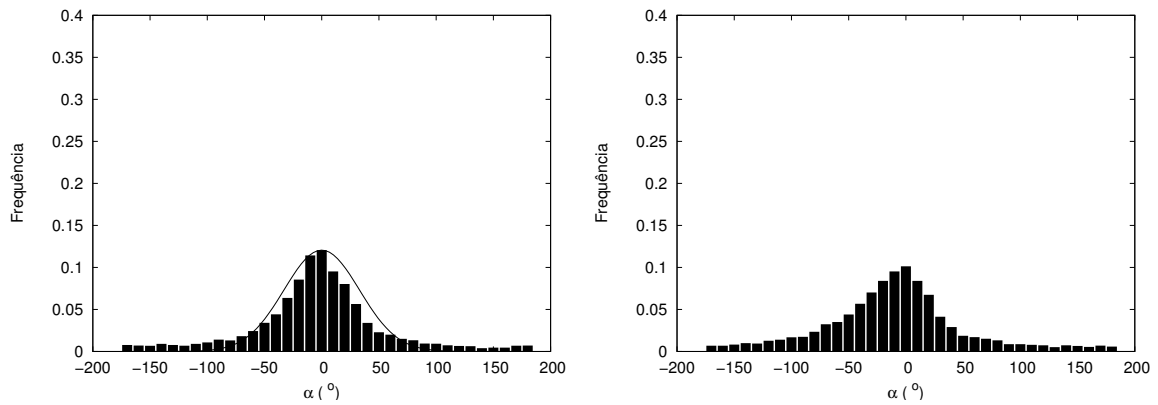


Figura 5.6: Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 1 minuto. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.

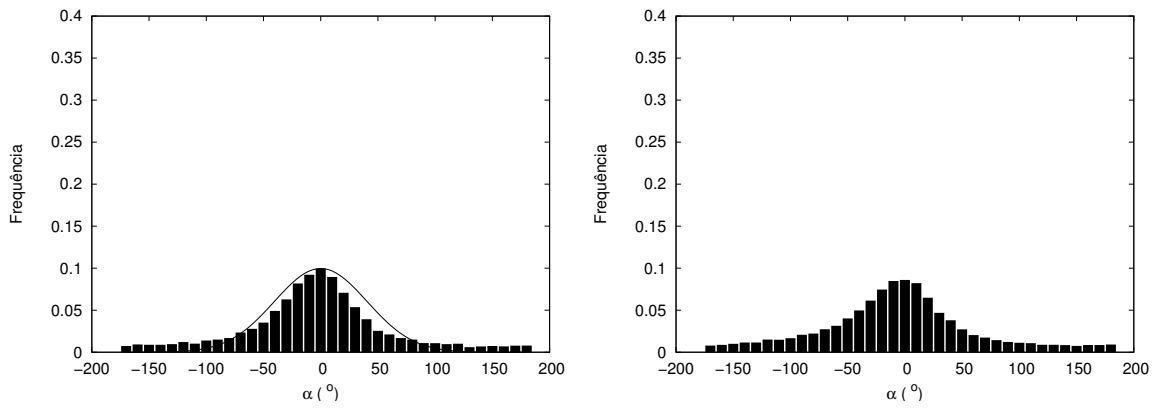


Figura 5.7: Frequência de ângulos α entre τ e \bar{U} para séries de 30 segundos. A esquerda: CSAT3; à direita: YOUNG.

As frequências obtidas para o ângulo α entre o vetor horizontal de tensões τ e a direção média do vento horizontal para o anemômetro sônico *Campbell* CSAT3 foram ajustadas por uma distribuição normal de Gauss com média μ e desvio-padrão σ levando-se em consideração o fator de escala proveniente da organização histogramática dos dados, dada pela expressão:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp \left[\frac{-(x-\mu)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (5.2)$$

onde x é o ângulo em graus e a média considerada foi $\mu = 0^\circ$.

Apesar da diminuição no intervalo de tempo de cálculo das médias tornar os resultados mais homogêneos nos dois aparelhos, o que se percebe, principalmente no anemômetro CSAT3, é que à medida que este intervalo diminui, diminui também a frequência de ângulos na faixa central (figuras 5.1, 5.2, 5.3, 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, à esquerda). Esta queda é gradativa, passando de cerca de 25% quando as médias são tomadas a cada hora para 10% quando a média é calculada a cada minuto. No anemômetro YOUNG esta queda é acompanhada de uma translação horizontal das frequências em direção a 0° (figuras 5.1, 5.2, 5.3, 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, à direita). Apesar desta diminuição resultar em ganho na simetria da distribuição ela provoca um espalhamento maior dos ângulos medidos em torno de 0° diminuindo as frequências neste setor à medida que a janela para o cálculo da média diminui, para ambos os aparelhos. No caso do CSAT3 esta tendência pode ser acompanhada claramente pela figura 5.8.

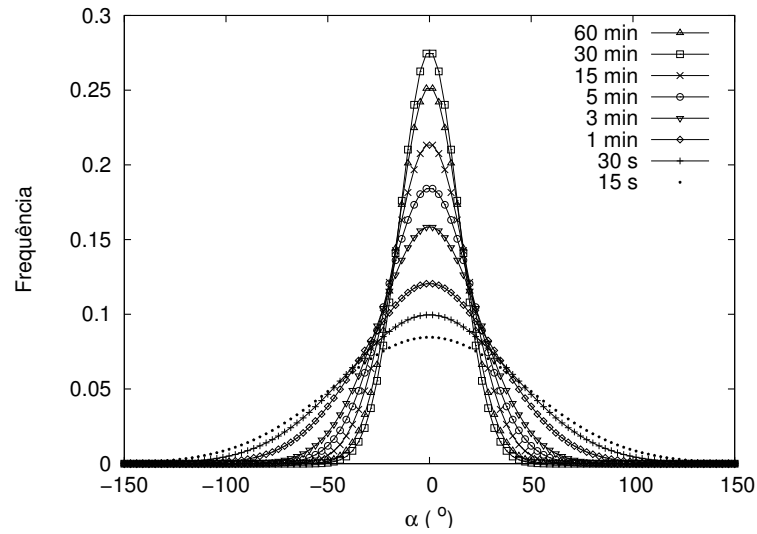


Figura 5.8: Sequência dos modelos para as distribuições de frequências para α dados pela eq. 5.2, para todas as janelas de tempo, aparelho CSAT3.

As causas da assimetria na distribuição das frequências observadas para o anemômetro YOUNG não foram investigadas. Podem estar associadas à interferência da presença física do anemômetro CSAT3 exatamente na direção predominante de vento ou a erros de calibração. Desta forma os resultados apresentados nesta tese basear-se-ão apenas nas medidas feitas apenas pelo CSAT3.

5.1 Ângulos obtidos usando Filtragem dos Dados

Um filtro auto-recursivo de passa-baixa conforme descrito na seção 4.3 para obtenção das covariâncias que definem o vetor de tensões foi aplicado, obtendo medidas para o ângulo α distintas daquelas aplicadas sem o uso deste filtro. Este procedimento foi razoavelmente eficiente, reduzindo a frequência de ângulos na faixa indesejada e aumentando na faixa esperada (BERNARDES; DIAS, 2005).

O efeito do uso deste filtro com janela de 100s para o cálculo da velocidade de atrito e para o ângulo entre τ e \bar{U} é exibido a seguir. Estes resultados também foram apresentados por ocasião do *IV Brazilian Workshop on Micrometeorology* (BERNARDES; DIAS, 2005).

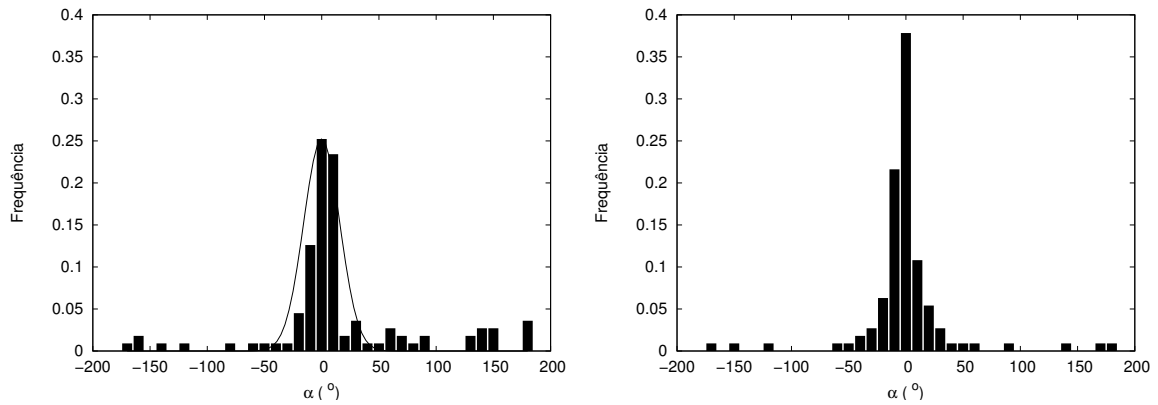


Figura 5.9: Frequência de ângulos α para séries de 60 minutos (CSAT3), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).

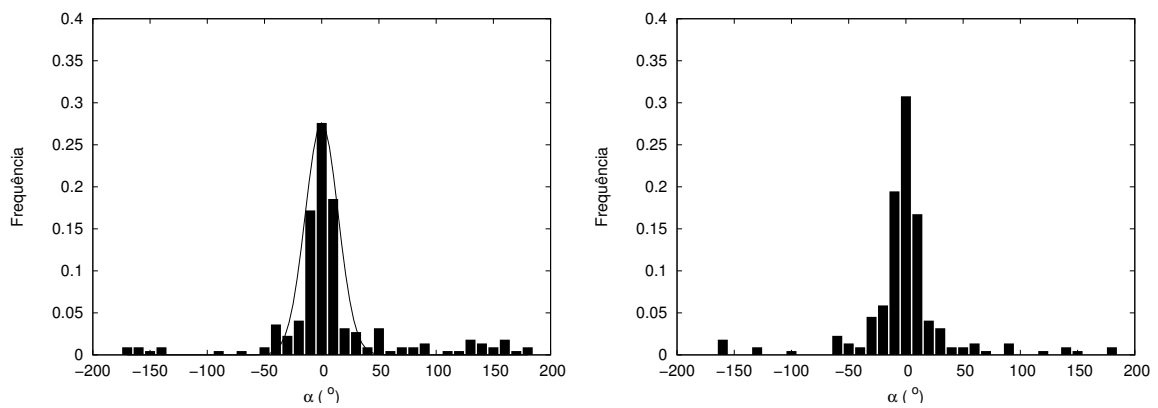


Figura 5.10: Frequência de ângulos α para séries de 30 minutos (CSAT3), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).

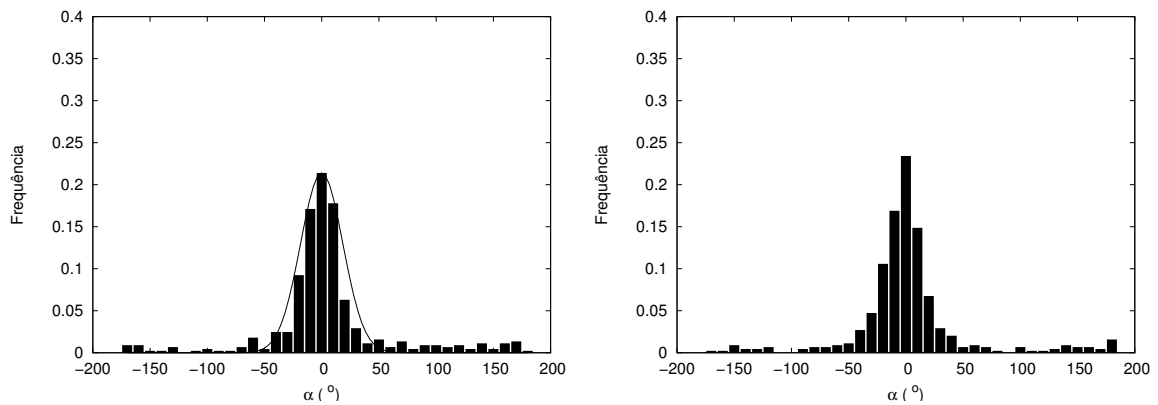


Figura 5.11: Frequência de ângulos α para séries de 15 minutos (CSAT3), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).

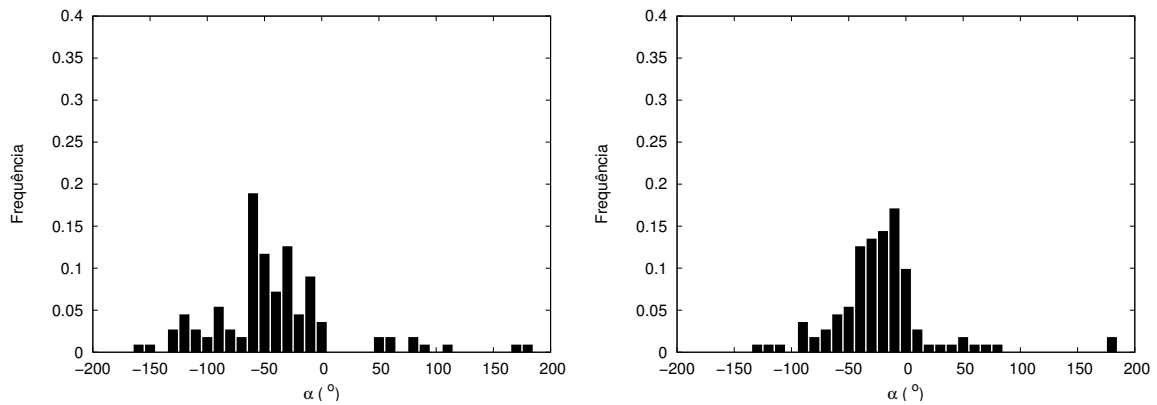


Figura 5.12: Frequência de ângulos α para séries de 60 minutos (YOUNG), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).

A filtragem dos dados foi feita para os dois anemômetros. A eficiência deste procedimento pode ser melhor avaliada quando são comparadas as séries de 60 minutos para o CSAT3 (figura 5.9), onde se percebe um aumento significativo na frequência de ângulos na faixa em torno de 0° : de cerca de 25% a frequência salta para mais de 35%. Quando o processo é repetido para intervalos menores, esta melhora vai ficando menos evidente. Para séries temporais de 30 minutos as distribuições obtidas a partir de dados filtrados e dados brutos é bastante semelhante, e para séries de 15 minutos as distribuições são quase indistinguíveis (figuras 5.10 e 5.11). Para o anemômetro YOUNG a melhora com o uso da filtragem é mais gritante (figuras 5.12, 5.13 e 5.14), sugerindo que o uso deste filtro possa até ser usado como fator de correção em futuros experimentos.

Os melhores resultados obtidos para este ângulo (CSAT3) foram encontrados para as médias calculadas a cada 60min com filtro, e, 30min com e sem filtro. Como nestes três casos a distribuição de ângulos é bastante semelhante, os resultados do capítulo 6 baseiam-se em médias calculadas com janelas de 30min, sem filtragem dos dados.

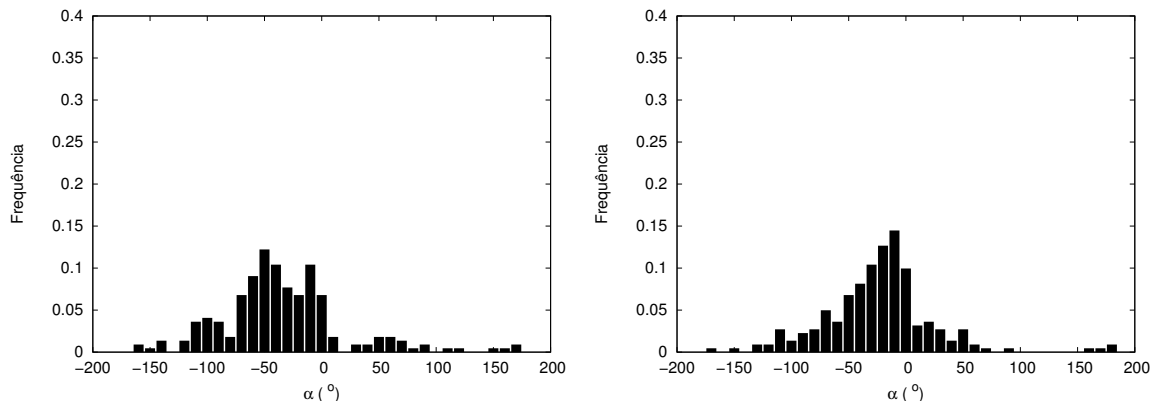


Figura 5.13: Frequência de ângulos α para séries de 30 minutos (YOUNG), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).

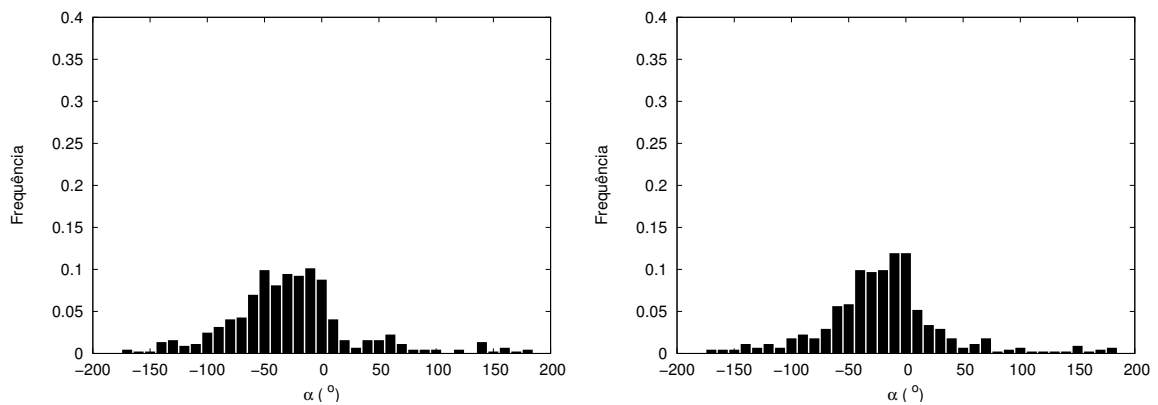


Figura 5.14: Frequência de ângulos α para séries de 15 minutos (YOUNG), sem filtro (esquerda) e com filtro (direita).

5.2 Variação do Ângulo α com a Estabilidade Atmosférica

O ângulo α entre as tensões horizontais e a direção média do vento foi calculado após a rotação de coordenadas e assim a expressão 3.5 pode ser modificada para:

$$\alpha = -\arctg(-\overline{v'w'}/-\overline{u'w'}), \quad (5.3)$$

onde estamos definindo o vetor horizontal de tensões como $\tau = (-\overline{v'w'}, -\overline{u'w'})$.

Como os valores altos encontrados para α não são atributos do tamanho da janela de tempo utilizada no cálculo das médias, verificamos que estes valores estavam associados a valores baixos da velocidade média, em geral abaixo de 4ms^{-1} . Como foi mostrado em Anfossi et al. (2005) fenômenos de mesoescala estão fortemente presentes quando os ventos estão fracos. Mahrt et al. (2001) sugerem que o escoamento possa ser dividido em uma componente média, uma de mesoescala (u_m) e uma flutuação turbulenta: $u = \overline{U} + u_m + u'$. Ainda assim, optamos pela abordagem tradicional, uma vez que o desvio angular em relação a 0° não é sistemática com os ventos fracos, pelo contrário, no limite abaixo de 4ms^{-1} é possível encontrar ângulos α espalhados de maneira aleatória enquanto que acima deste limite, há uma clara concentração em torno da faixa central. No regime próximo de neutro, os ventos costumam ser de moderados a fortes (MAHRT et al., 2001), sugerindo uma variação deste ângulo com a estabilidade.

Na figura 5.15 fica mais clara esta situação. Para cada série de 30 min plotamos α contra a velocidade média, separando os pontos de acordo com o valor ζ segundo a expressão 3.22 que define as subcamadas de Kader e Yaglom (1990). Percebe-se que, independentemente da intensidade do vento, os ângulos mais próximos de zero encontram-se na SDN e na camada de transição entre esta e a SDC, afastando-se deste valor ideal à medida que os efeitos térmicos vão entrando em cena.

Deve-se ressaltar que, no que se refere à medida da estabilidade atmosférica, toda a nossa análise baseia-se numa caracterização local do parâmetro de estabilidade (isto é, com este pa-

râmetro obtido a partir dos fluxos medidos localmente à altura z , como caracterizado na seção 4.4), inclusive na classificação das séries temporais de acordo com o MTS de Kader e Yaglom (1990).

Este aumento de α com a instabilidade também foi encontrado em Mahrt et al. (2001) e devido a pequena quantidade de séries temporais quase-neutras no EXFU-3, incluímos os dados de Ponta Grossa nas nossas análises para efeito de controle. A figura 5.16 é análoga à 5.15 para os dados de Ponta Grossa. O desvio do ângulo α medido entre τ e \bar{U} em relação a 0° é definido por:

$$\delta_{\alpha=0^\circ} \equiv \frac{1}{N} \sum_i |\alpha_i|, \quad (5.4)$$

onde α_i é o ângulo calculado na i -ésima série temporal e N é o número de séries. Este desvio é a média dos valores absolutos dos ângulos medidos. A justificativa para a escolha desta medida de desvio ao invés dos tradicionais média e desvio padrão deve-se ao fato de que neste último caso, a ocorrência de α 's positivos e negativos acabam mascarando o desvio absoluto médio.

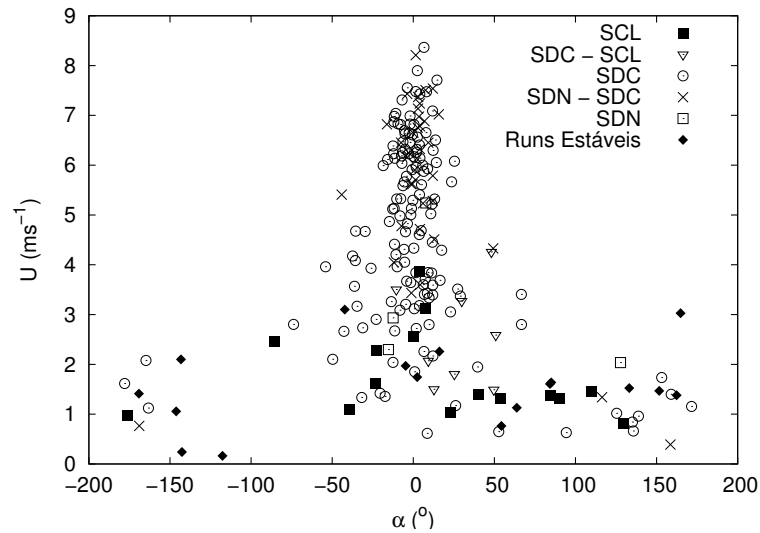


Figura 5.15: Variação do ângulo entre τ e \bar{U} segundo a intensidade média do vento, dividido pelas subcamadas de Kader e Yaglom. Cada ponto representa um série de 30 min, e a legenda de símbolos especifica a que camada ele pertence. Dados de Furnas.

Os resultados dos desvios angulares médios obtidos em cada uma das subcamadas de Kader e Yaglom (1990) encontram-se resumidos na tabela 5.1, onde incluímos também valores

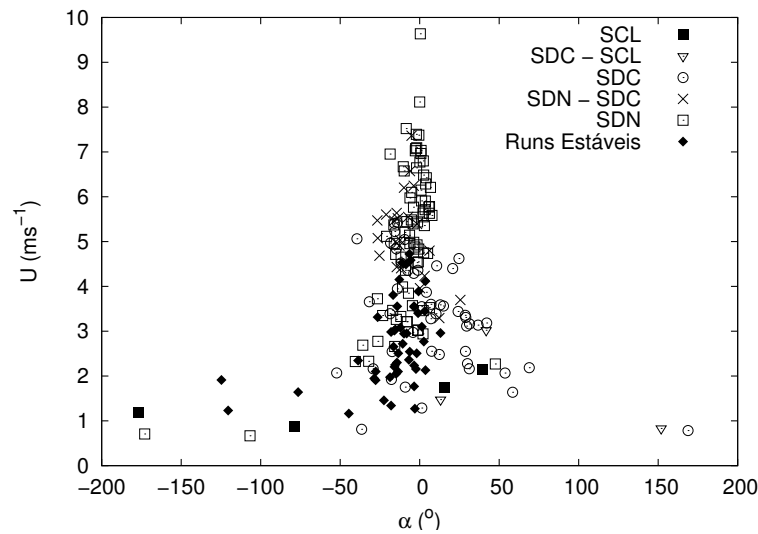


Figura 5.16: Variação do ângulo entre τ e \bar{U} segundo a intensidade média do vento, dividido pelas subcamadas de Kader e Yaglom. Cada ponto representa um série de 30 min, e a legenda de símbolos especifica a que camada ele pertence. Dados de Ponta Grossa.

obtidos com médias calculadas a cada 15 min para aumentar o número de pontos no cálculo das estatísticas.

Tabela 5.1: Desvio angular c.r.a. 0° dos ângulos medidos entre τ e \bar{U} em cada uma das subcamadas definidas por Kader e Yaglom (1990), para os dados do EXFU-3 e Ponta Grossa. Os valores entre parênteses representam a quantidade de pontos disponíveis por subcamada para o cálculo das estatísticas.

Subcamada	EXFU-3 (30 min.)	EXFU-3 (15 min.)	PG (30 min.)	PG (15 min.)
SDN	40,80° (4)	40,99° (5)	8,89° (17)	9,24° (32)
SDN-SDC	19,13° (38)	14,61° (92)	12,67° (23)	11,41° (49)
SDC	23,73° (140)	24,30° (266)	24,56° (48)	28,56° (94)
SDC-SCL	29,55° (8)	46,02° (31)	68,94° (3)	68,37° (7)
SCL	59,30° (15)	89,75° (24)	77,77° (4)	69,82° (6)
Estável	99,05° (17)	73,23° (26)	15,40° (108)	13,38° (220)

Os valores entre parênteses na tabela 5.1 representam o número de séries temporais disponíveis para o cálculo dos desvio médios, isso justifica os desvios “grandes” obtidos na SDN para o EXFU-3, dada a escassez de pontos nesta camada. Para o EXFU-3 percebe-se claramente o aumento deste desvio médio à medida que nos afastamos da camada de transição entre a SDN e a SDC em direção à SCL. Já os dados de Ponta Grossa mostram bem esta evolução nas duas

camadas inferiores e na transição entre elas, uma vez que possui poucos pontos próximos do regime de convecção livre.

Para os desvios médios angulares exibidos na tabela 5.2 separamos as séries originais segundo o critério da razão de constância, CR , que se define como:

$$CR = \frac{(\overline{U}^2 + \overline{V}^2 + \overline{W}^2)^{1/2}}{(u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}}. \quad (5.5)$$

Segundo Mahrt (1998) este critério ajuda a separar a influência de fenômenos de mesoescala da turbulência. Ele sugere que se calcule o quociente entre a intensidade do vetor composto pelas componentes médias do vento, $(\overline{U}, \overline{V}, \overline{W})$, e a intensidade média da velocidade instantânea do vento, (u, v, w) . Este quociente é uma boa medida da variabilidade da direção do vento na série. Mahrt (1998) afirma que o limite $CR \geq 0,98$ assegura pouca variabilidade da direção do vento. Ainda que neste artigo este critério tenha sido utilizado para séries temporais em condições estáveis, transportamos aqui este critério também para as séries instáveis. Para os dados de Ponta Grossa, relaxamos um pouco este critério admitindo séries temporais para as quais $CR \geq 0,95$, com o objetivo de aumentar o conjunto de pontos no cálculo das estatísticas.

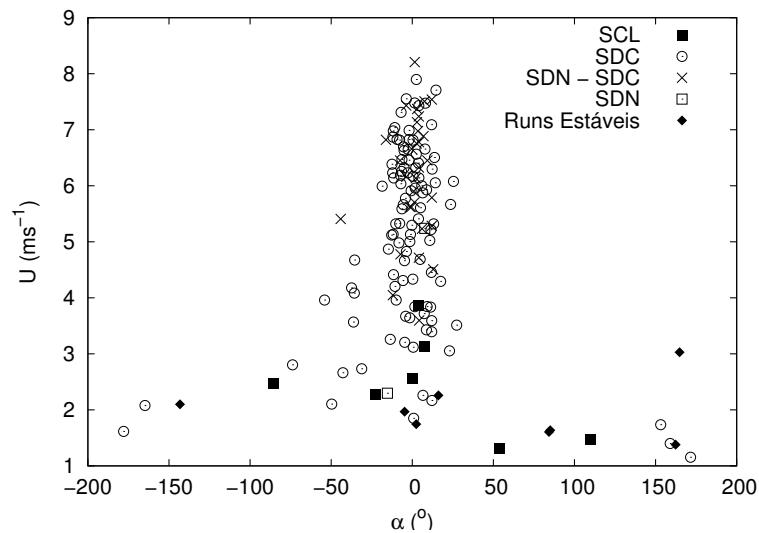


Figura 5.17: Análoga à figura 5.15 para os dados de Furnas, para séries selecionados de acordo com o critério $CR \geq 0,98$.

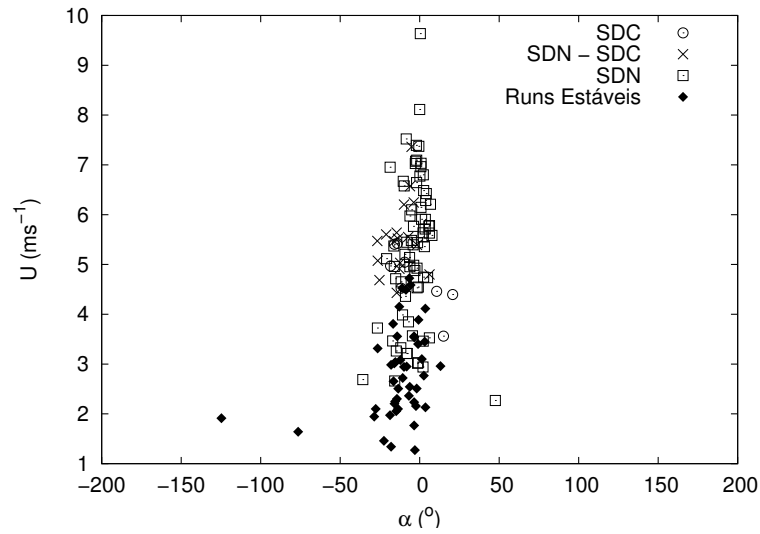


Figura 5.18: Análoga à figura 5.16 para os dados de Ponta Gossa, para séries selecionados de acordo com o critério $CR \geq 0,95$.

As figuras 5.17 e 5.15 são análogas. Na segunda exibem-se apenas as séries que obedecem $CR \geq 0,98$. O mesmo vale para o par de figuras 5.18 e 5.16 onde o valor de corte da razão de constância cai para 0,95. Os valores exibidos na tabela 5.2 referem-se a estes mesmo pontos.

Tabela 5.2: Desvio angular c.r.a. 0° dos ângulos medidos entre τ e \bar{U} em cada uma das subcamadas definidas por Kader e Yaglom (1990), para os dados do EXFU-3 com $CR \geq 0,98$ e Ponta Grossa com $CR \geq 0,95$. Os valores entre parênteses representam a quantidade de pontos disponíveis por subcamada para o cálculo das estatísticas.

Subcamada	EXFU-3 (30 min.)	EXFU-3 (15 min.)	PG (30 min.)	PG (15 min.)
SDN	11,49° (2)	12,90° (1)	8,89° (17)	6,69° (28)
SDN-SDC	6,91° (31)	8,56° (83)	13,12° (17)	9,95° (42)
SDC	18,62° (104)	16,95° (202)	14,48° (8)	16,17° (20)
SDC-SCL	- (0)	46,73° (19)	- (0)	- (0)
SCL	40,45° (7)	85,66° (11)	- (0)	- (0)
Estáveis	82,88° (8)	49,25° (17)	10,51° (98)	11,61° (209)

Mahrt et al. (2001) afirmam que em condições convectivas a componente transversal das tensões, $\overline{v'w'}$, deve ser levada em consideração no cálculo do valor de u_* que é usado para obter o coeficiente de arrasto. Os dados de Furnas e de Ponta Grossa, mostram que, com o aumento da instabilidade, a componente longitudinal decresce drasticamente, enquanto que a componente

transversal varia muito pouco. No limite de convecção livre, as duas componentes são da mesma ordem de grandeza, como mostra a figura 5.19. No caso de Ponta Grossa, o critério $CR \geq 0,95$ elimina da análise séries muito instáveis (figura 5.20) e a tendência de decréscimo da magnitude de $\overline{u'w'}$ ainda é muito suave. Assim, além dos dados filtrados com este critério incluímos, na figura 5.21, os dados brutos que exibem pontos onde $z/L < -1$ e o comportamento decrescente de $\overline{u'w'}$ com ζ volta a ficar evidente.

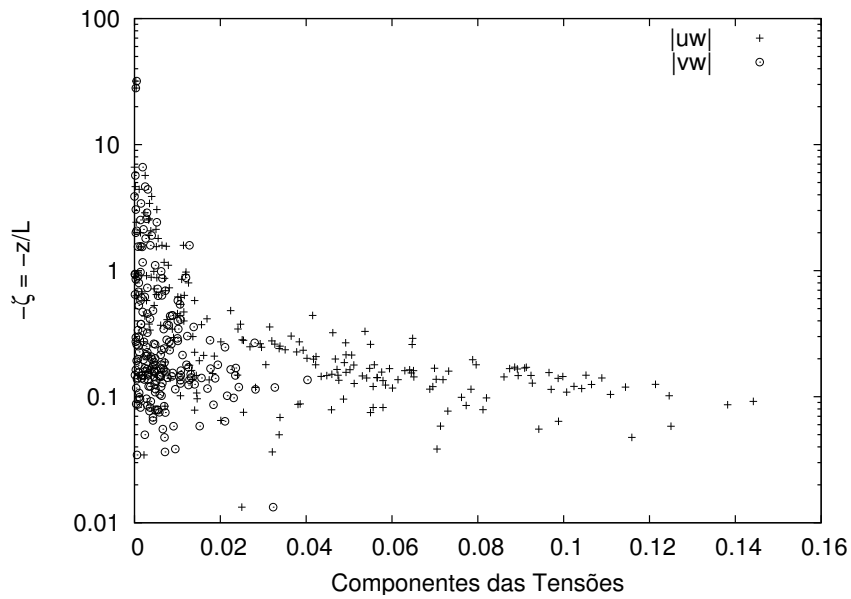


Figura 5.19: Magnitudes de $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ para os dados de Furnas. A relação de predominância da componente longitudinal sobre a transversal enfraquece com o aumento da instabilidade até o limite de convecção livre onde as duas são da mesma ordem de grandeza.

Este comportamento fornece uma pista sobre o alinhamento das tensões com a direção média do vento. No regime mais próximo de neutro tem-se $\overline{v'w'}/\overline{u'w'} \approx 0$, de tal forma que o ângulo entre eles (obtido da expressão 5.3) está também próximo de zero. A medida que a instabilidade aumenta, $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ vão adquirindo a mesma ordem de grandeza e portanto $\alpha \gg 0$.

Os perfis das tensões encontrados por Kaimal et al. (1976) variam com z/z_i , onde z_i é a altura da camada limite. Nas onze série temporais analisadas naquele trabalho, os perfis de $\overline{u'w'}$ e de $\overline{v'w'}$ são encurvados e de mesma magnitude. Nenhuma destas séries cai dentro da SDN, segundo a classificação de Kader e Yaglom (1990). Nove deles estão na SDC, e apenas dois,

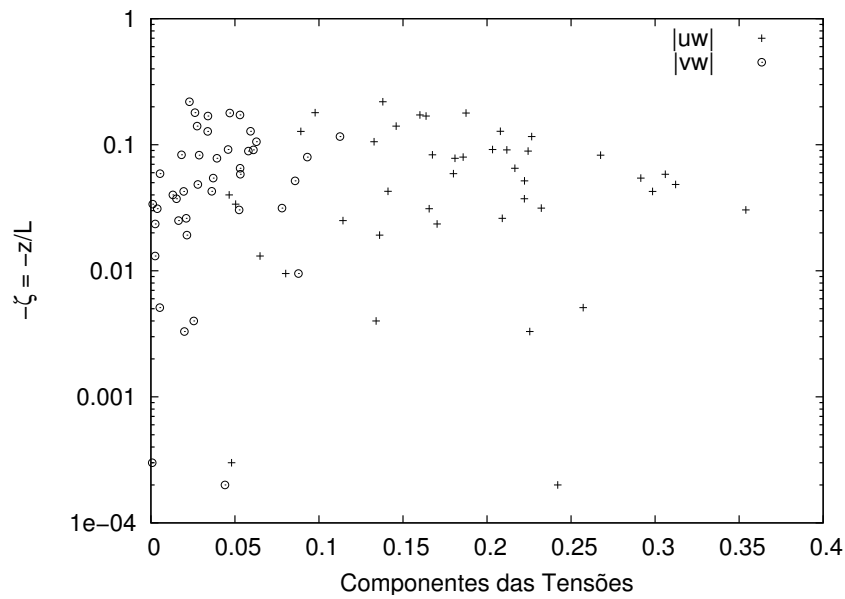


Figura 5.20: Magnitudes de $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ para os dados de Ponta Grossa, somente para séries com $CR \geq 0,95$.

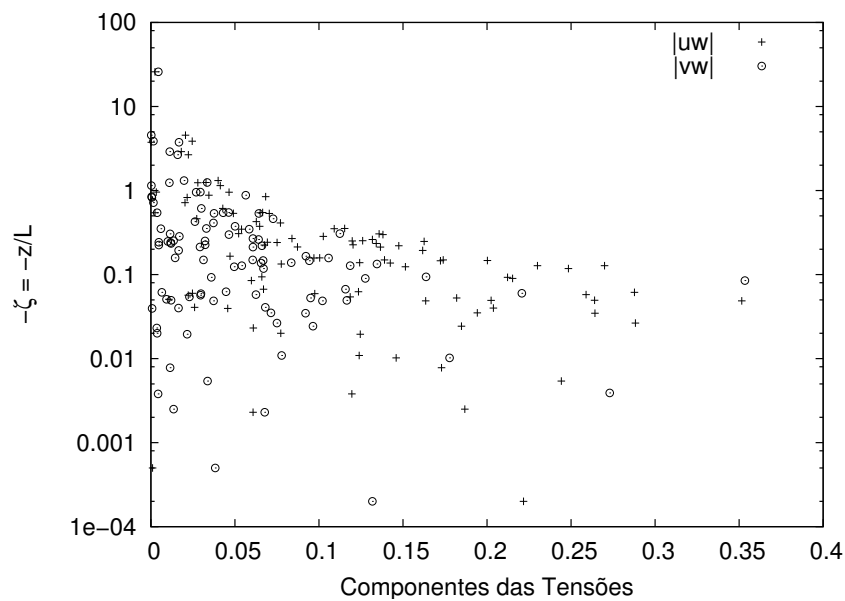


Figura 5.21: Magnitudes de $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ para todas as séries temporais de Ponta Grossa, mostrado para incluir dados que se aproximem do limite de convecção livre.

na região de transição entre a SDN e a SDC (ver a tabela 1, p. 2154 de Kaimal et al. (1976)). Nosso resultado é compatível com este, na medida em que acima da SDN as magnitudes das duas componentes horizontais das tensões cisalhantes tornam-se comparáveis.

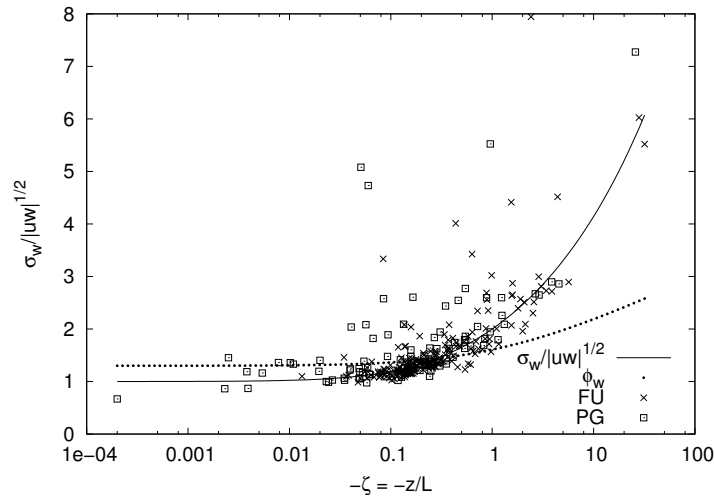


Figura 5.22: Desvio padrão adimensionalizado de w . A curva de linha cheia é dada pela expressão 5.6, enquanto que a linha pontilhada representa a fórmula 2.69 de Businger-Dyer.

Interessante notar que este comportamento assemelha-se muito ao do modelo de fechamento de ordem superior proposto por Wyngaard (1975) (figura 5, p.451 do artigo citado) para os perfis adimensionais de $\overline{u'w'}/u_*^2$ e $-\overline{v'w'}/u_*^2$ para a camada limite estável estacionária.

5.3 Perfis de Similaridade

O desvio padrão de w adimensionalizado por u_* é dado pela função de similaridade 2.69. Para os nossos dados uma pequena adaptação deve ser feita levando em consideração o caráter local da medida dos fluxos. O perfil de $\sigma_w/|\overline{u'w'}|^{1/2}$ é análogo ao proposto pelas fórmulas Businger-Dyer, apenas com um ajuste nas constantes que definem este perfil, o expoente mantém-se em $1/3$, em regime instável:

$$\frac{\sigma_w}{|\overline{u'w'}|^{1/2}} = (1 + 7|\zeta|)^{1/3}. \quad (5.6)$$

O ajuste dos dados por esta função bem como a curva de Businger-Dyer para σ_w/u_* são mostrados na figura 5.22, onde se percebe uma diferença cada vez maior entre as curvas à medida que $-\zeta \rightarrow \infty$. Esta diferença é sintoma de que o uso de $\overline{u'w'}$ subestima o valor real do fluxo superficial que define u_* .

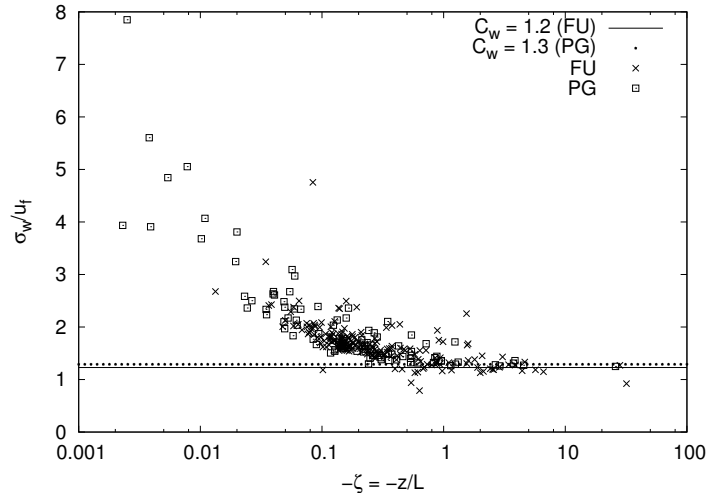


Figura 5.23: Desvio padrão de w adimensionalizado por u_f . A linha cheia representa o ajuste para os dados de Furnas, enquanto que a linha pontilhada representa o ajuste para os dados de Ponta Grossa.

Para o perfil dado por 2.69 foi feita uma correção devido à necessidade de adaptar esta expressão à variável de estabilidade local. Nesta conversão foi usada uma expressão que será proposta no capítulo 6 relacionando uma estimativa independente para u_* e a medida local de $\overline{u'w'}$.

$$\phi_w = \frac{\sigma_w}{u_*} = 1,3 (1 + 3 |\zeta_*|)^{1/3} = 1,3 (1 + 3 |\zeta \phi_{uw}^3|)^{1/3}, \quad (5.7)$$

onde $\phi_{uw} \equiv 1/(1 + 0,5 |\zeta|^{0,3})$ (ver seção 6.2).

Exibimos também o desvio-padrão da velocidade vertical adimensionalizado pela escala convectiva local, u_f . Na região onde esta escala se aplica, a influência da velocidade de atrito é desprezível, e desta forma não é possível formar grupos adimensionais a partir das escalas representativas em convecção livre local (WYNGAARD et al., 1971), o que obriga este perfil a ser constante. É o acontece para $-\zeta \gtrsim 1$, como mostra a figura 5.23.

5.4 Espectros de Velocidade

Selecionamos algumas séries temporais de 1 h em Furnas para calcular os espectros, 8 instáveis e 4 estáveis. Para estes, também calculamos o valor da velocidade horizontal média (\bar{U}),

Tabela 5.3: Descrição das séries temporais de Furnas analisadas.

Série	Data	Hora	$\bar{U} (ms^{-1})$	ζ	$\bar{e} (m^2 s^{-2})$	$ \overline{u'w'} ^{1/2}$	u_f
r_0	14/07/2004	19:00	2,1031	-0,4797	0,0180	0,0637	0,0676
r_1	15/07/2004	04:00	2,4007	-8,2991	0,0458	0,1259	0,1259
r_2	15/07/2004	05:00	2,8275	-2,9174	0,0873	0,0715	0,1387
r_3	15/07/2004	16:00	1,2153	0,4840	0,0572	0,0610	-0,0610
r_4	16/07/2004	16:00	1,6194	0,3149	0,0094	0,0378	-0,0378
r_5	17/07/2004	08:00	1,7216	-0,5889	0,4144	0,0916	0,1042
r_6	18/07/2004	11:00	5,3431	-0,1443	0,5788	0,2264	0,1612
r_7	20/07/2004	13:00	3,2186	-0,6234	0,5086	0,1255	0,1455
r_8	21/07/2004	16:00	5,3871	-0,1901	0,4726	0,2051	0,1601
r_9	21/07/2004	23:00	7,1640	-0,1012	2,8277	0,3445	0,2178
r_{10}	17/07/2004	14:15	2,0681	0,1332	0,5288	0,0447	0,0310
r_{11}	17/07/2004	15:15	2,1709	0,2334	0,2132	0,0493	0,0412

o valor do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov (ζ), o valor da ECT (\bar{e}), a velocidade de atrito e a escala convectiva de velocidades, conforme descrito na tabela 5.3.

A densidade espectral foi calculada usando uma rotina de transformada rápida de Fourier que trabalha nas bases 2, 3 e 5 (`fastfft235.c`) uma vez que, com uma frequência de aquisição de 20 Hz, cada série de uma hora fornece $72.000 = 2^6 \times 3^3 \times 5^3$ leituras de velocidade de vento e temperatura. Esta densidade é definida como:

$$S_{\chi}(f_n) = \frac{2\Delta t}{N} \chi_n^* \chi_n, \quad (5.8)$$

onde χ_n é a transformada de Fourier de χ associada à frequência f_n :

$$f_n = \frac{n}{N\Delta t}, \quad (5.9)$$

e χ_n^* é seu conjugado complexo, Δt é a frequência de aquisição e N é o total de pontos (no bloco).

A densidade espectral foi calculada em alta e baixa frequência, dividindo a série temporal em 10 e 72 (para alta e baixa frequência, respectivamente) blocos justapostos e de mesmo tamanho. Para cada frequência n foi calculada a média aritmética dos valores calculados em

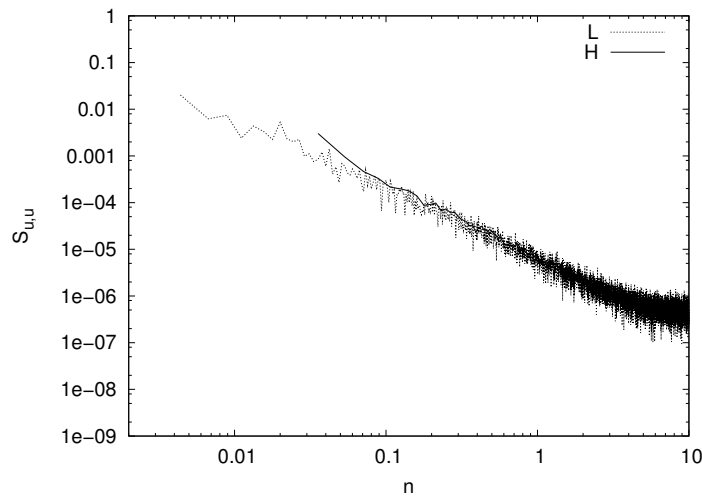


Figura 5.24: Densidade espectral de u em alta (H) e baixa frequência para a série r_1 indicado na tabela 5.3.

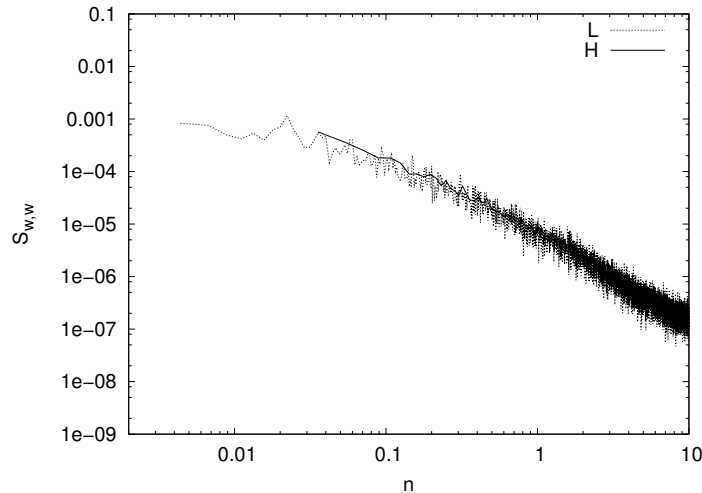


Figura 5.25: Densidade espectral de w em alta (H) e baixa frequência para a série r_1 indicado na tabela 5.3.

cada bloco, obtendo assim a densidade espectral de baixa (1.000 pontos) e alta (7.200 pontos) frequência. Para a geração dos gráficos a frequência mínima foi de $20/1.000 = 0,02\text{Hz}$ (baixa frequência) e de $20/7.200 = 0,0028\text{Hz}$ (alta frequência). Em ambos os casos foi fixada a máxima em 10Hz que é a frequência de Nyquist neste experimento. As figuras 5.24, 5.25 e 5.26 ilustram este procedimento exibindo as densidades espectrais de alta (H) e baixa frequência (L) para a série número 1 da tabela 5.3.

As densidades espectrais suaves foram obtidas a partir destas densidades espectrais de baixa e alta frequência obtidas anteriormente. Uma rotina (`stat_LevMar.c`) de ajuste não linear

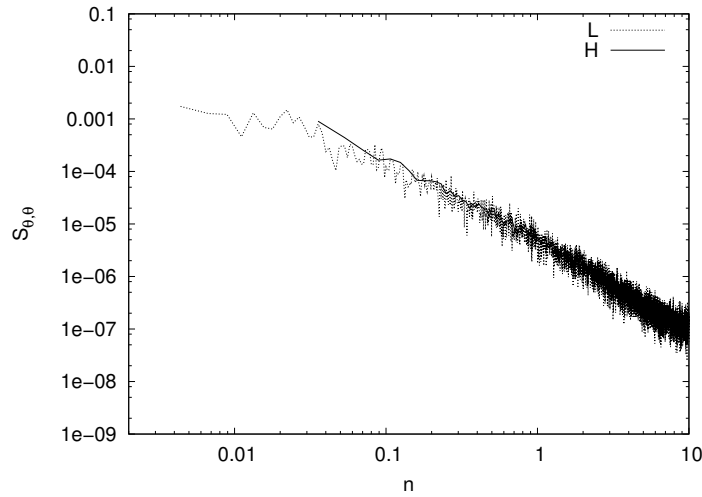


Figura 5.26: Densidade espectral de θ em alta (H) e baixa frequência para a série r_1 indicado na tabela 5.3.

baseada no Método de *Levenberg-Marquardt* (KELLEY, 1999; NOCEDAL; WRIGHT, 1999) foi utilizada para o ajuste segundo a expressão 5.10. Em seguida realizou-se um procedimento para diminuir o número de pontos representativos da curva de ajuste, a partir das estimativas das densidades espectrais obtidas a alta e baixa frequência. A curva de ajuste para as densidades espectrais, depende dos parâmetros A e B , segundo a expressão:

$$S(f_n) = \frac{A}{1 + B f_n^{5/3}}. \quad (5.10)$$

O ajuste exibido nas figuras 5.27 e 5.28 (espectros de u e w respectivamente) foram calculados para a série r_1 . Estas figuras exibem, na realidade, o gráfico de $f_n S(f_n)$ por f_n , o que é bastante conveniente e usual em turbulência atmosférica, pois $f_n S_\chi(f_n)$ tem as dimensões da variância de χ .

Classicamente, os espectros de velocidade são adimensionalizados por $u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}$ (KAIMAL et al., 1972; KAIMAL; FINNIGAN, 1994), ver capítulo 2). Nossos resultados para as oito séries instáveis da tabela 5.3 foram adaptados, uma vez que as tensões obtidas no nosso experimento não são, necessariamente, as superficiais. Desta forma, as figuras 5.29, 5.30, 5.31 e 5.32 (à esquerda, em todas. Respectivamente: espectro de u , séries instáveis; espectro de w , séries

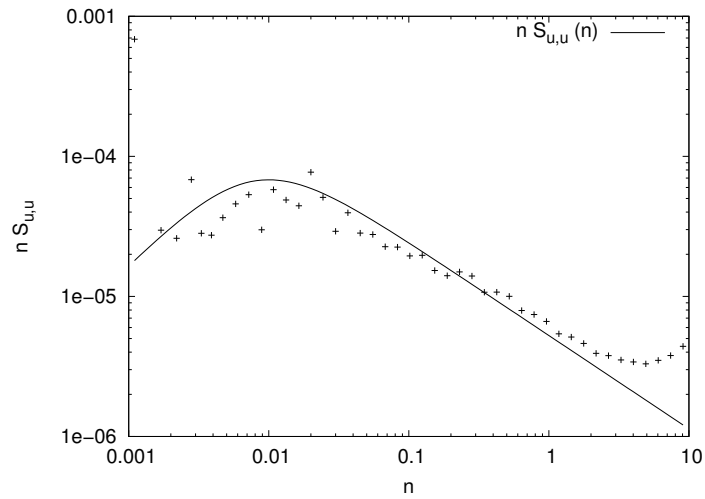


Figura 5.27: Ajuste suave para a densidade espectral de u dada pela expressão 5.10 para a série r_1 de Furnas.

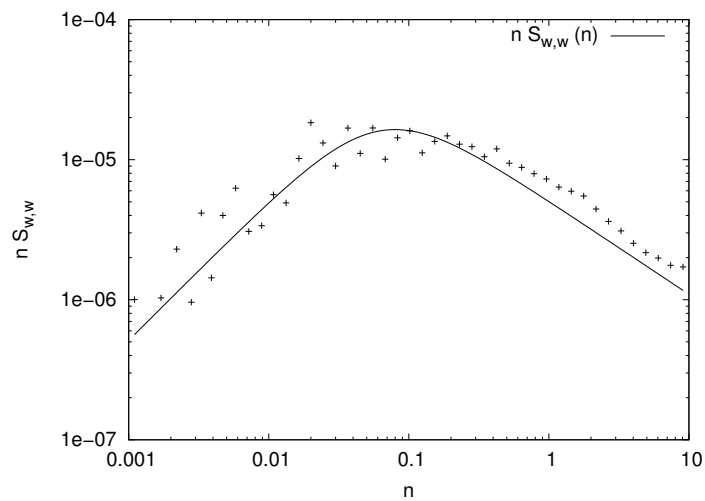


Figura 5.28: Ajuste suave para a densidade espectral de w dada pela expressão 5.10 para a série r_1 de Furnas.

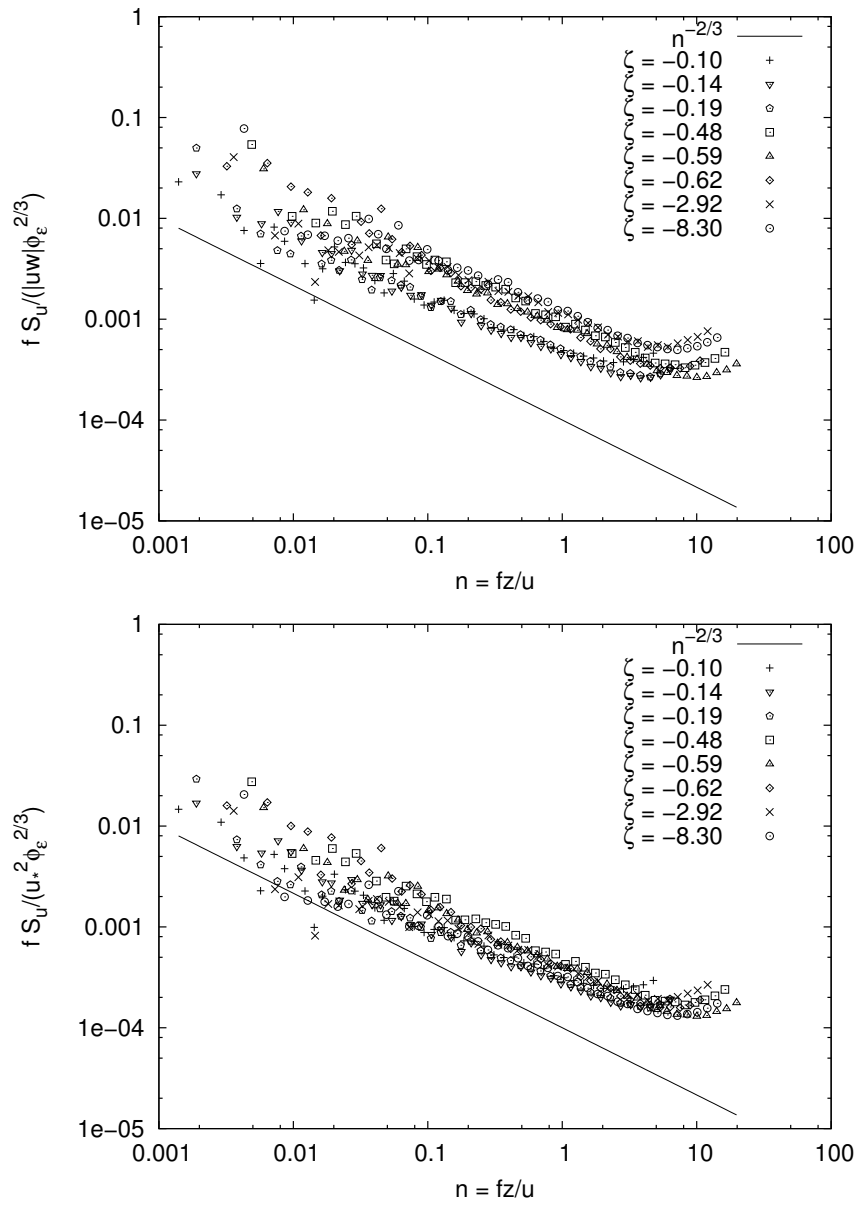


Figura 5.29: Espectro adimensional de u para as séries instáveis da tabela 5.3. Acima: segundo a expressão 5.11. Abaixo: segundo a expressão 5.12.

instáveis; espectro de u , séries estáveis; e espectro de w , séries estáveis) exibem os espectros adimensionais:

$$\frac{f S_\chi(f)}{|\overline{u'w'}| \phi_\epsilon^{2/3}}, \quad (5.11)$$

onde $f = f_n$ e omitimos o índice n por conveniência; χ é uma variável genérica que pode ser qualquer componente da velocidade e ϕ_ϵ é a taxa de dissipação adimensional dada por 2.70.

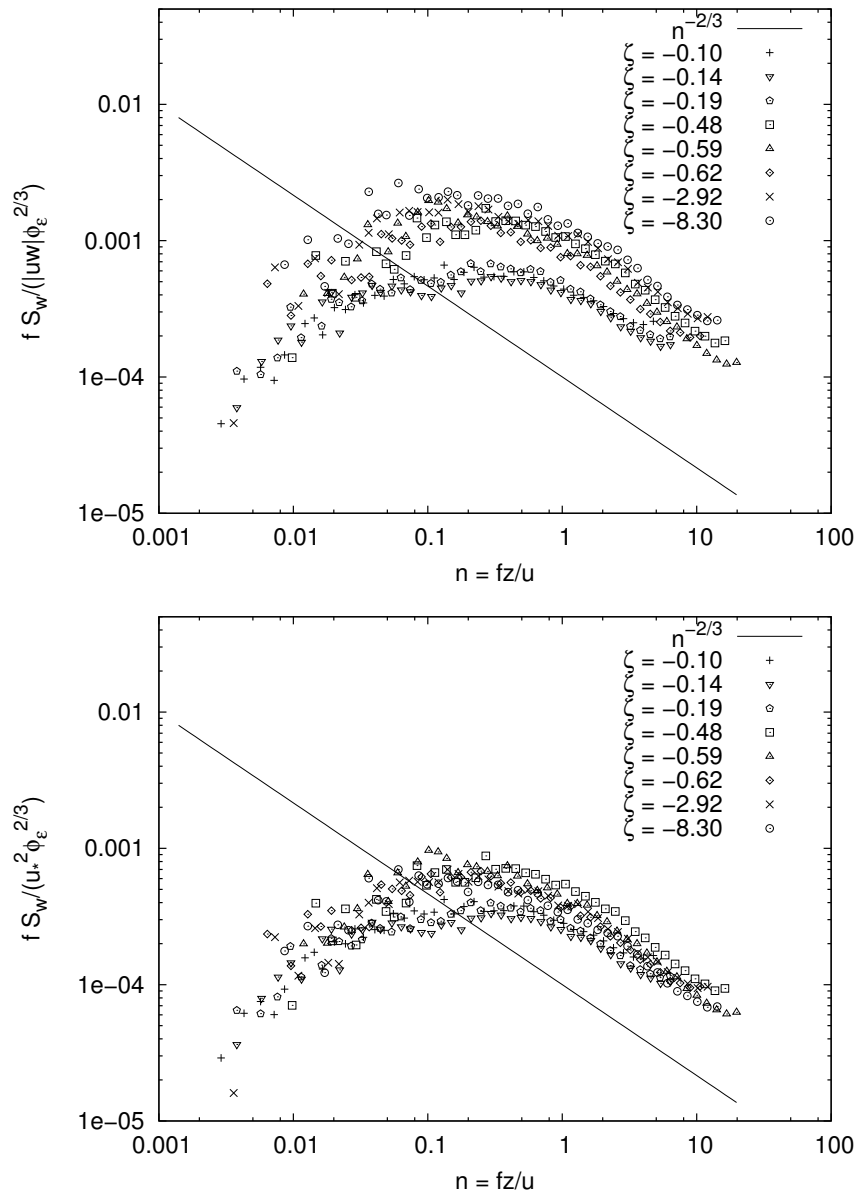


Figura 5.30: Espectro adimensional de w para as séries instáveis da tabela 5.3. Acima: segundo a expressão 5.11. Abaixo: segundo a expressão 5.12.

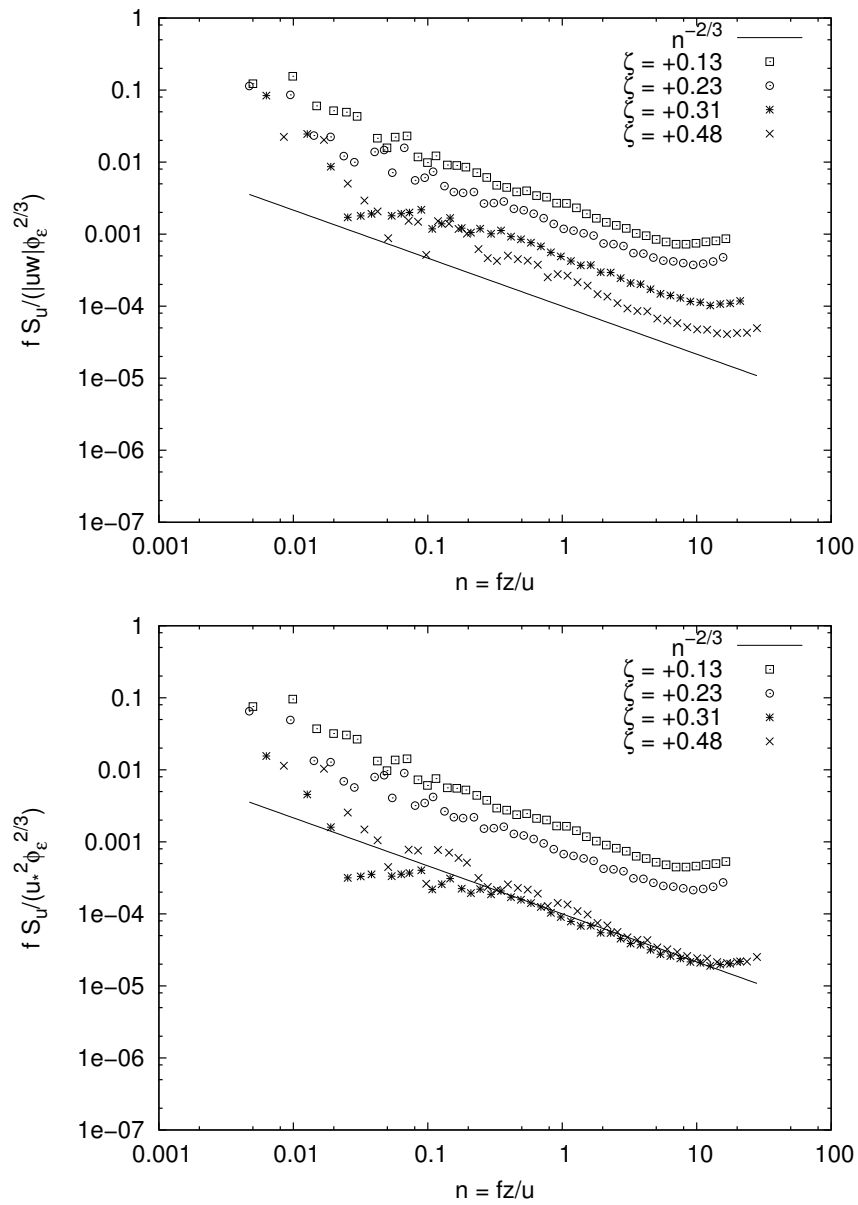


Figura 5.31: Espectro adimensional de u para as séries estáveis da tabela 5.3. Acima: segundo a expressão 5.11. Abaixo: segundo a expressão 5.12.

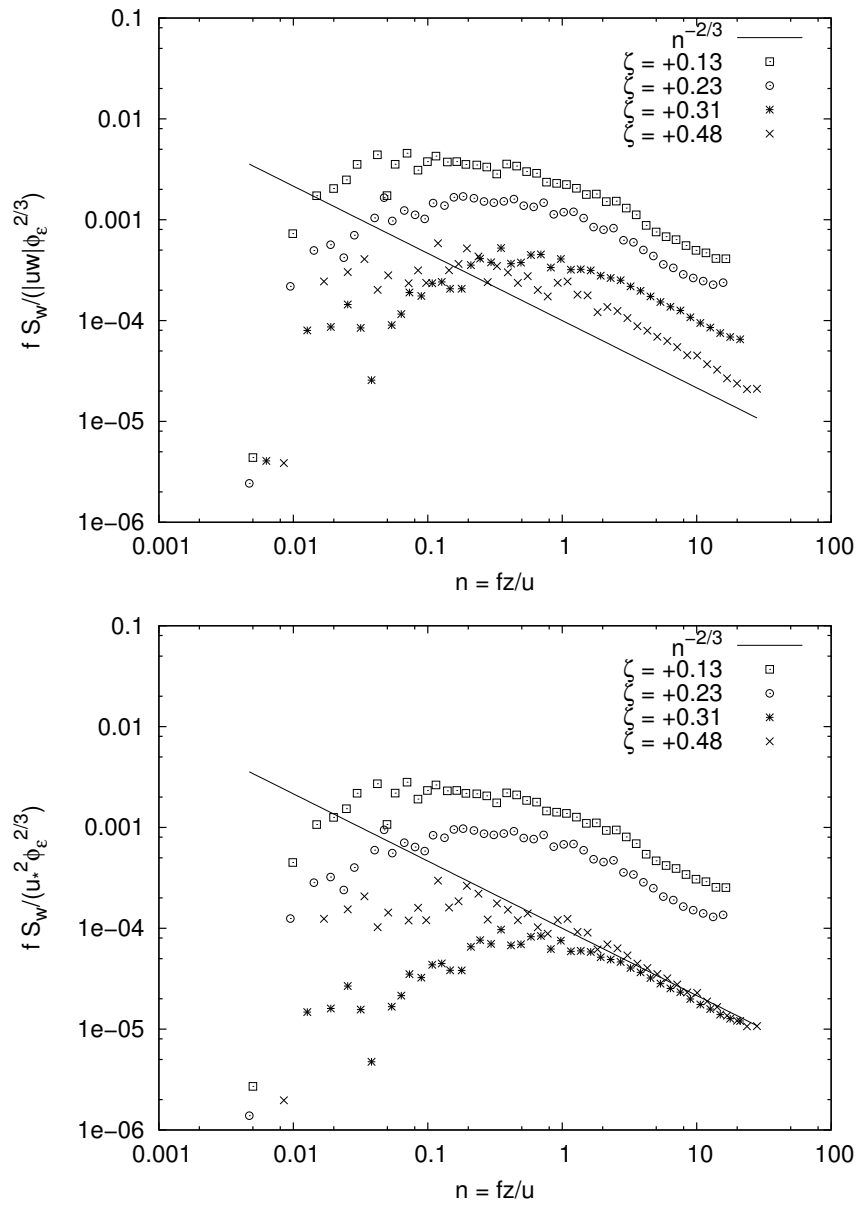


Figura 5.32: Espectro adimensional de w para as séries estáveis da tabela 5.3. Acima: segundo a expressão 5.11. Abaixo: segundo a expressão 5.12.

Em todas estas figuras há uma clara ordenação que segue a variação do parâmetro de estabilidade, e os espectros das três séries mais neutras ($\zeta > -0,2$ na metade de cima das figuras 5.29 e 5.30) se afastam um pouco das mais instáveis ($\zeta < -0,4$ nas mesmas figuras), quando uma estimativa bruta para a velocidade de atrito ($u_* = |\overline{u'w'}|^{1/2}$) é utilizada. O espectro na região inercial deve cair com $n^{-2/3}$ e todas as figuras mostram uma razoável adequação quando comparadas à reta com esta inclinação (linha contínua).

Uma correção do valor do fluxo $|\overline{u'w'}|$ de maneira a aproximá-lo do seu valor superficial foi feita, dando origem às figuras situadas na parte de baixo em 5.29, 5.30, 5.31 e 5.32 para efeito de comparação. Assim, a adimensionalização destes espectros ficou da seguinte forma:

$$\frac{f S_\chi(f) \phi_{uw}^2}{|\overline{u'w'}| \phi_\varepsilon^{2/3}}, \quad (5.12)$$

onde $\phi_{uw} = |\overline{u'w'}|^{1/2}/u_*$ será definida no capítulo 6.

Comparando os pares que compõem as figuras 5.29 e 5.30 (acima e abaixo), percebe-se que há uma melhora sensível na região inercial, indicado pela maior concordância entre as curvas nesta região do que quando é utilizada a estimativa $u_* = |\overline{u'w'}|^{1/2}$. Este último resultado mostra a influência da altura de medição em condições instáveis no cálculo de u_* , uma vez que a velocidade dos vórtices da região inercial são da mesma ordem de grandeza da velocidade de atrito, e o uso dos fluxos à altura z não consegue mostrar este fato. A escala de velocidades obtida a partir da correção do fluxo local (à altura z) de *momentum* para obter uma estimativa de u_* é mais apropriada neste experimento, indicando uma variação mais significativa de $\overline{u'w'}$ com z em condições instáveis do que é costumeiro considerar.

Investigamos, no próximo capítulo, a partir das equações de balanço de $\overline{u'w'}$, as possíveis causas desta variação. Deve ser salientado que, no caso das séries estáveis (figuras 5.31 e 5.32), esta melhoria fica bem menos evidente: apenas duas das curvas que representam as séries mais estáveis colapsam. Esta característica pode ser creditada ao fato de que a função de correção de

fluxo ϕ_{uw} utilizada foi determinada a partir das séries instáveis, e ainda não foi feita a adaptação desta correção para o caso estável.

6 Uma análise da variabilidade do fluxo de *momentum* na camada superficial atmosférica em condições instáveis

No capítulo 5 foram apresentados resultados obtidos quando se examinam as direções das tensões cisalhantes e do vento médio na horizontal. Conforme foi visto, o comportamento indesejado do ângulo entre os dois vetores, τ e \bar{U} , não deve ser creditado ao intervalo de tempo de média escolhido para as estimativas, uma vez que para os mais diferentes intervalos (60, 30, 15, 5, 3, 1 min; e, 30 e 15 s) este comportamento se repete, variando levemente as frequências obtidas nos mesmos setores. Com a diminuição do tamanho da janela de média, a distribuição de frequência no setor ideal diminui gradativamente e estas frequências tendem a um espalhamento maior em torno do setor que inclui 0° . O mesmo acontece quando da utilização de filtro auto-recursivo. Como o esperado alinhamento destas direções não pode ser verificado em boa parte dos casos, a variação da magnitude de $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ mostra uma tendência de dependência com estabilidade atmosférica, ainda que esta classificação tenha se baseado numa caracterização local de estabilidade (isto é, com os fluxos medidos à altura z) .

6.1 Discussão

Equações para a dinâmica dos fluxos verticais de momentum e calor aparecem em Wyngaard et al. (1971). Stull (1991) acrescenta a estas equações um termo de dissipação viscosa, que Wyngaard et al. (1971) prefere não incluir na sua análise devido à sua ordem de grandeza ser

muito menor que a dos outros termos. Partimos desta última sugestão, escrevendo a dinâmica destes fluxos como:

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial t} + \overline{w'^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{g}{\Theta} \overline{u'\theta'} + \frac{\partial \overline{u'w'^2}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \overline{w'} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \overline{u'} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial z} = 0. \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} + \overline{w'^2} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial z} - \frac{g}{\Theta} \overline{\theta'^2} + \frac{\partial \overline{w'^2\theta'}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \overline{\theta'} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial z} = 0. \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial \overline{u'\theta'}}{\partial t} + \overline{w'\theta'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{w'^2} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{u'w'\theta'}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \overline{\theta'} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial z} = 0. \quad (6.3)$$

Naquele artigo Wyngaard et al. (1971) mostram que a produção de tensões cisalhantes deve-se ao produto do gradiente de vento pela variância da componente vertical da velocidade do vento, e ao termo de flutuabilidade associado a $\overline{u'\theta'}$, com predominância do primeiro em regime instável. No regime estável, os efeitos térmicos consomem $\overline{u'w'}$. Os termos que envolvem momentos de ordem três tratam-se de termos de transporte vertical dos fluxos e não são termos de produção. Wyngaard et al. (1971) mostra que a ordem de grandeza deste termos é bem menor que a dos anteriores. Os termos de pressão são inferidos por diferença em relação aos outros (medidos) e não são termos de produção ou consumo, apenas de redistribuição de $\overline{u'w'}$, representando a tendência de retorno à isotropia do escoamento.

Entretanto o intervalo de ζ_* exibido em Wyngaard et al. (1971) é um tanto estreito, variando de $-2,5$ a $1,0$. Levando-se em consideração que as funções de similaridade clássicas usadas ali utilizadas valem apenas, no lado instável, até $\zeta_* = -2,0$, as previsões que são apresentadas ainda estão longe do limite de convecção livre.

A adimensionalização dos termos da equação 6.1 é feita utilizando kz/u_*^3 em todo este intervalo. Argumentamos que o uso de u_* deve ser feito com muito cuidado à medida que $-\zeta_* \rightarrow \infty$, uma vez que com o aumento da instabilidade a altura z pode estar muito acima do limite que determina a subcamada dinâmica e o valor calculado para $\overline{u'w'}$ pode ser significativa-

mente diferente de $\overline{u'w'}_0$. DeBruin e Bink (1994) apóiam este argumento, afirmando que longe da superfície a velocidade de atrito perde seu significado físico.

Kaimal e Finnigan (1994) sustentam que até aproximadamente 10m acima da superfície o perfil logaritmico de vento seja válido, e, conseqüentemente, a invariabilidade dos fluxos até este limite. Já Businger et al. (1971) sugerem que a camada superficial, onde os fluxos são constantes, estende-se desde a superfície até uma altura de aproximadamente 50m. Entretanto, nossos dados apontam para a possibilidade de variação de $\overline{u'w'}$ de maneira sensível mesmo abaixo deste limite.

Na camada limite estável, Nieuwstadt (1984) propõe o conjunto de equações dado por 6.4, 6.5 e 6.6, obtendo os perfis de similaridade 6.8 que dependem do parâmetro adimensional z/h , onde h é a altura da camada limite noturna.

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = f(\bar{V} - V_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} = f(\bar{U} - U_g) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}, \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}, \quad (6.6)$$

onde f é o parâmetro de Coriolis e (U_g, V_g) é o vento geostrófico. As relações:

$$\overline{u'w'}/u_*^2 = f_1(z/h), \text{ e} \quad (6.7)$$

$$\overline{w'\theta'}/\overline{w'\theta'}_0 = f_2(z/h), \quad (6.8)$$

apontam para a possibilidade de variação dos fluxos com z em condições estáveis.

Enquanto a solução proposta por Nieuwstadt (1984) considerou a camada limite em estado estacionário (portanto $\partial/\partial t = 0$ em 6.4, 6.5 e 6.6), vamos por um caminho diferente aqui, considerando os efeitos transientes, que, como veremos apóiam a idéia de variação dos fluxos com a altura de medição z .

Supondo homogeneidade horizontal (menos para o campo de pressões), fixando um sistema de coordenadas alinhado com a direção média do vento, desprezando os efeitos viscosos e suficientemente próximo do solo de modo a eliminar a influência do vento geostrófico, as equações de Navier-Stokes se resumem a:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (6.9)$$

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}, \quad (6.10)$$

enquanto que para a temperatura média $\bar{\Theta}$ continua válida a equação 6.6. Assim, supor estacionariedade do escoamento implica que os fluxos não variem com a altura. Este é o motivo que nos leva a relaxar esta hipótese, supondo que a condição de estacionariedade possa ser violada, ainda que esta seja uma suposição pouco comum em turbulência na CLA.

É possível fazer uma estimativa mesmo que grosseira dos termos transientes das equações 6.9 e 6.10. Com este objetivo, fizemos um ajuste linear para a evolução da velocidade, $\bar{U} \approx a_u t + b_u$, e da temperatura, $\bar{\Theta} \approx a_\theta t + b_\theta$, onde a_u , b_u , a_θ e b_θ são constantes, em cada série temporal. Este ajuste fornece uma aproximação bastante simples para a derivada temporal de \bar{U} e de $\bar{\Theta}$ em cada série, dada por $\partial \bar{U} / \partial t = a_u$ e $\partial \bar{\Theta} / \partial t = a_\theta$. Plotamos cada um destes termos transientes em função da variável de estabilidade de Monin-Obukhov (figuras 6.1 e 6.2): $\partial \bar{U} / \partial t$ oscila consideravelmente à medida que $-\zeta \rightarrow \infty$, enquanto que $\partial \bar{\Theta} / \partial t$ permanece constante.

Este comportamento permite supor que, em condições convectivas, $\overline{u'w'}$ varie mais com a altura do que $\overline{v'\theta'}$, sugerindo o uso cuidadoso da velocidade de atrito acima da subcamada dinâmica. Agora, voltamos a olhar para a equação de balanço das tensões longitudinais cisalhantes, 6.1, que recebe a companhia de uma equação análoga para a componente transversal destas tensões:

$$\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial t} - \frac{g}{\bar{\Theta}} \overline{v'\theta'} + \frac{\partial \overline{v'w'^2}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \overline{w \frac{\partial p}{\partial y}} + \frac{1}{\rho} \overline{v \frac{\partial p}{\partial z}} = 0. \quad (6.11)$$

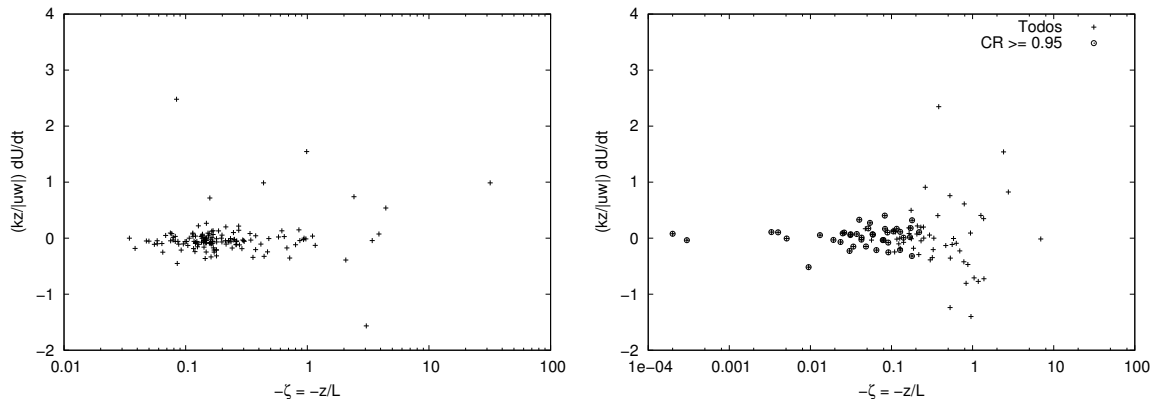


Figura 6.1: A esquerda: Estimativa para o termo transiente na equação 6.9 sobre os dados do EXFU-3. A direita: idem, para os dados de Ponta Grossa. Nota-se o aumento da variação deste termo com o aumento da instabilidade.

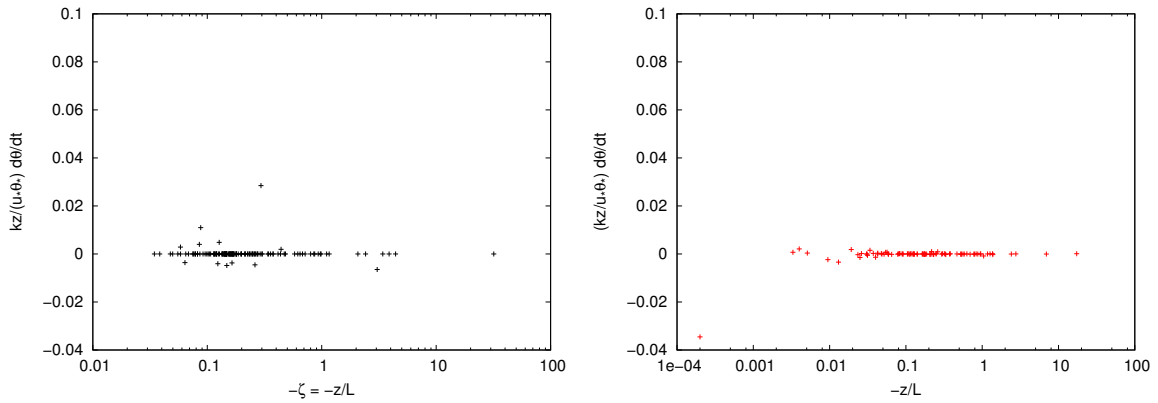


Figura 6.2: A esquerda: Estimativa para o termo transiente na equação 6.6 sobre os dados do EXFU-3. A direita: idem, para os dados de Ponta Grossa. Ao contrário do ocorrido com o termo transiente para \overline{U} , este é constante.

Chamamos a atenção para o fato de que não há produção de $\overline{v'w'}$ por gradiente de \overline{U} e que os outros termos desta equação podem ser interpretados de maneira análoga àqueles da equação 6.1: a produção/consumo local da componente transversal das tensões é determinada pelo termo de flutuabilidade; ocorre transporte devido a divergência do momento de ordem três; e redistribuição devido à pressão.

6.2 Comportamento dos termos da equação de balanço das tensões superficiais

Wyngaard et al. (1971) fizeram uma análise completa dos termos da equação de balanço das tensões superficiais (6.1). Inseriram nesta análise previsões que levavam em conta o conceito de convecção livre local, que sugere uma escala de velocidades convectivas determinada localmente (isto é, a altura z):

$$u_f = \left(\frac{g z \overline{w' \theta'}}{\Theta} \right)^{1/3}, \quad (6.12)$$

onde suprimimos o índice 0 do termo de fluxo de calor, supondo que nesta altura z , este fluxo seja aproximadamente igual ao da superfície. Entretanto, como $\zeta = k(u_f/u_*)^3$, a adimensionalização dos termos da equação de variação local das tensões pode ser feita, mesmo no intervalo onde a velocidade de atrito não influencia mais a turbulência, usando kz/u_*^3 . Com isto, no regime instável há uma clara predominância do termo de produção mecânica sobre o térmico, mesmo com o aumento da instabilidade, e isto deve-se à presença de $\overline{w' w'}$ neste termo, uma vez que as previsões da TSMO garantem que este termo adimensionalizado por u_*^2 cresce com $\zeta^{2/3}$ enquanto que o gradiente adimensional cai com $\zeta^{-1/3}$ (ou $\zeta^{-1/4}$, Kaimal e Finnigan (1994)).

Nossos dados porém, não se comportam desta forma. Parece haver algum mecanismo que suprime ou ao menos diminui consideravelmente a produção de $\overline{u' w'}$, com o aumento da instabilidade: é o que sugerem as figuras 5.19 e 5.20. Nossa suspeita é a de que, com $L \rightarrow 0$, a medida de $\overline{u' w'}$ à altura z não represente bem as tensões superficiais, ou ainda, a velocidade de atrito. Definimos então uma nova função de ζ por:

$$\phi_{uw}(\zeta) \equiv \frac{|\overline{u' w'}|^{1/2}}{u_*}, \quad (6.13)$$

onde u_* deve ser entendido como a velocidade de atrito medida em condições ideais, isto é, $u_* = |\overline{u' w'}|_0^{1/2}$. Naturalmente, $\phi_{uw}(0) = 1$ e em condições próximas da atmosfera neutra devemos

ter $\phi_{uw} \approx 1$, se afastando deste valor com o aumento da instabilidade (ou estabilidade). Um comportamento razoável para ϕ_{uw} , sugerido pela figura 6.7, é:

$$\phi_{uw}(\zeta) = \frac{1}{(1 + a|\zeta|)^p}, \quad (6.14)$$

onde a e p são constantes a serem determinadas empiricamente. Esta função ϕ_{uw} admite dois graus de liberdade na sua determinação. Entretanto o expoente p está restrito pela relação entre o parâmetro de estabilidade de Obukhov, ζ_* , e o parâmetro de estabilidade local ζ , pois:

$$\zeta_* = \zeta \phi_{uw}^3 = \frac{\zeta}{(1 + a|\zeta|)^{3p}}, \quad (6.15)$$

e é desejável que a relação entre estes dois parâmetros de estabilidade seja a de uma função monótona crescente, e que ζ_* não tenha um comportamento assintótico com ζ . Para tanto, o expoente desta deve cumprir $p < 1/3$.

Para a nova função ϕ_{uw} usamos uma estimativa independente das tensões superficiais no cálculo de u_* . O parâmetro de rugosidade (z_0) foi estimado para os dados mais próximos de neutros, baseado no perfil logarítmico clássico. Com este valor, usando a função de correção de estabilidade ψ_m , u_* foi estimado para todo o intervalo de estabilidade por:

$$u_* = \frac{k\bar{U}}{\ln(z/z_0) - \psi_m}; \quad (6.16)$$

onde, para $x = (1 + 16|z/L_*|)^{1/4}$ a expressão para a função ψ_m é dada por:

$$\psi_m(x) = 2 \ln \left(\frac{1+x}{2} \right) + \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right) - 2 \arctg(x) + \pi/2. \quad (6.17)$$

A estimativa independente para u_* foi feita em duas etapas, na primeira dependemos de um ajuste do comprimento de rugosidade, z_0 . Isto foi feito a partir do perfil logarítmico em regime (quase) neutro, para $-0.12 < \zeta < 0$, fazendo coincidir os valores medidos de $\bar{U}/|\overline{u'w'}|^{1/2}$ com $k^{-1} \ln(z/z_0)$. As figuras 6.3 e 6.4 mostram este ajuste, fornecendo para Furnas, $z_0 = 0,0002\text{m}$

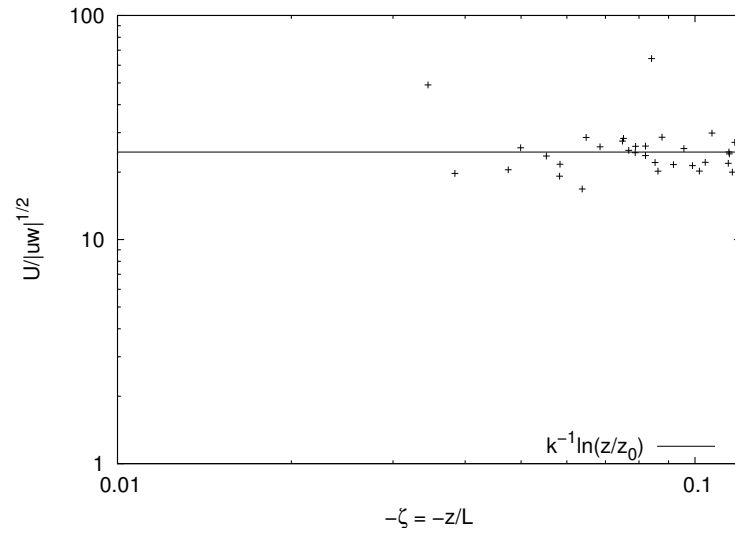


Figura 6.3: Ajuste do comprimento de rugosidade para a SDN em Furnas.

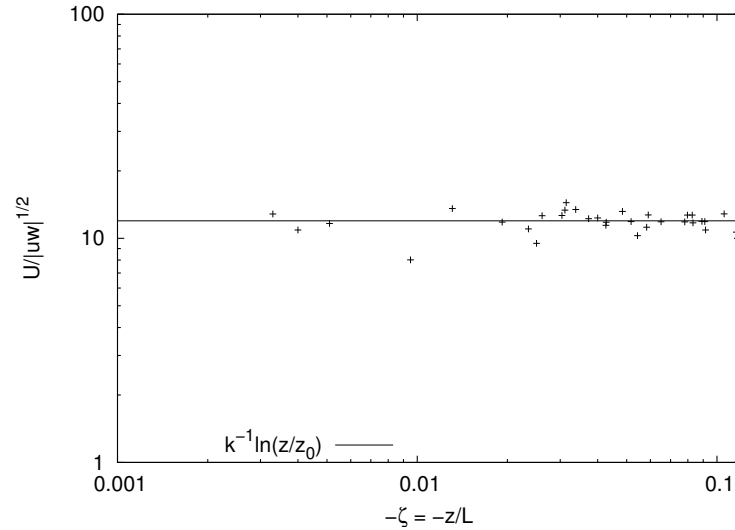


Figura 6.4: Ajuste do comprimento de rugosidade para a SDN em Ponta Grossa.

e para Ponta Grossa, $z_0 = 0,035$ m. Estes valores situam-se dentro dos limites previstos para o comprimento de rugosidade em condições geográficas semelhantes (figura 9.6, p. 380 de Stull (1991)).

Na segunda etapa do ajuste comparamos os valores de $|\overline{u'w'}|^{1/2}$ e da estimativa independente da velocidade de atrito dada por $u_* = k\overline{U} [\ln(z/z_0) - \psi_m]^{-1}$. Estes valores devem coincidir no regime neutro, o que corresponde aos maiores valores de $|\overline{u'w'}|^{1/2}$ e de u_* , como mostram as figuras 6.5 (Furnas) e 6.6 (Ponta Grossa).

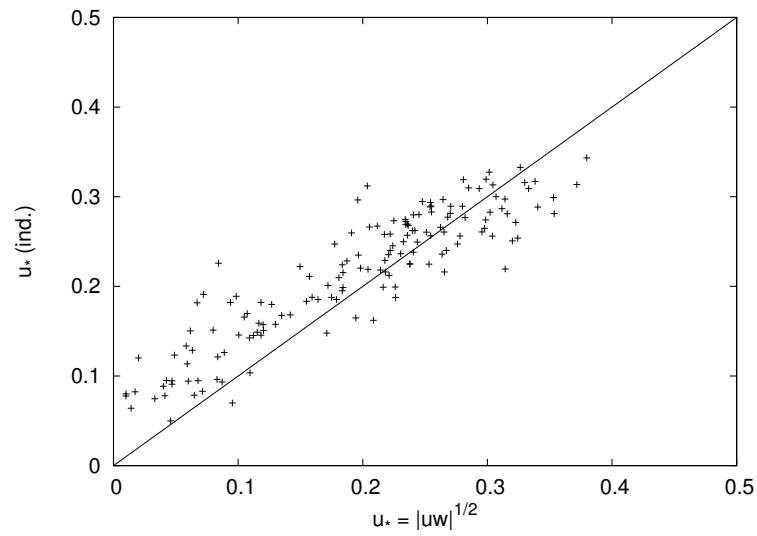


Figura 6.5: Comparação das estimativas de u_* dadas por $|\overline{u'w'}|^{1/2}$ e por um método independente. Furnas.

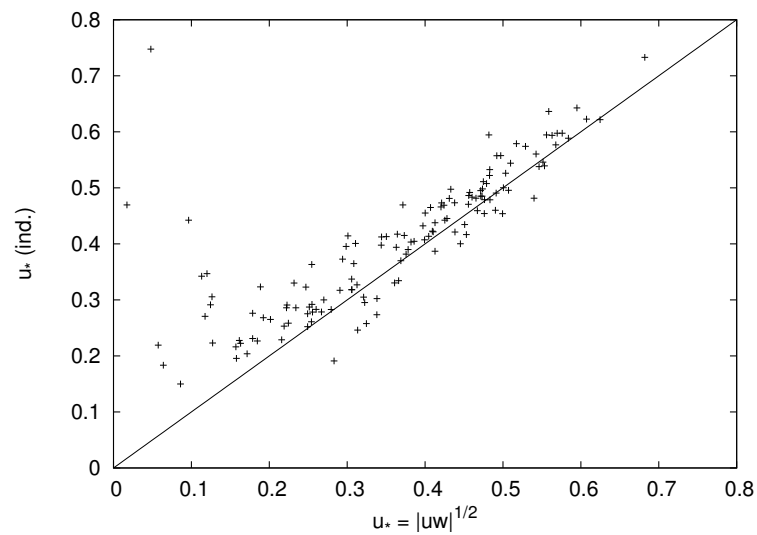


Figura 6.6: Comparação das estimativas de u_* dadas por $|\overline{u'w'}|^{1/2}$ e por um método independente. Ponta Grossa.

A figura 6.7 sugere para o exponte p da função ϕ_{uw} um valor próximo do limite permitido, e assim escolhemos $p = 0,3$, sobrando apenas a ser determinada a constante a , que para Furnas foi ajustada em 0,72 e para Ponta Grossa, 0,9. Como os valores são próximos, fixamos esta constante num valor intermediário, em $a = 0,8$, determinando então a relação entre $|\overline{u'w'}|^{1/2}$ e a estimativa independente para u_* por:

$$\phi_{uw}(\zeta) = \frac{1}{(1 + 0,8|\zeta|)^{0,3}}. \quad (6.18)$$

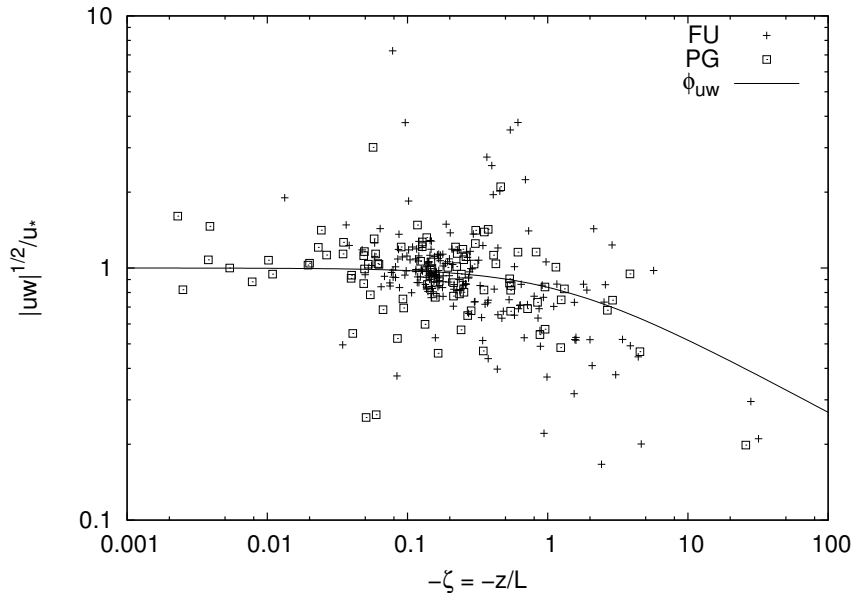


Figura 6.7: Previsão para $\phi_{uw} \propto \zeta^p$ com $p = 0.3$ para os dados de Furnas (+) e Ponta Grossa (□).

6.2.1 Adimensionalização da Equação de Balanço das Tensões

Ao invés da adimensionalização clássica utilizada por Wyngaard et al. (1971) para os termos da equação de balanço de tensões cisalhantes, iremos por um caminho diferente aqui. As previsões de Wyngaard et al. (1971) apontam para um aumento da produção mecânica de $\overline{u'w'}$ com o aumento da instabilidade e esta previsão deve-se ao fato de que, adimensionalizado por kz/u_*^3 , este termo cresce com $\zeta_*^{5/12}$, pois:

$$\frac{kz}{u_*^3} \overline{w'^2} \frac{d\overline{U}}{dz} = \frac{\overline{w'^2}}{u_*^2} \frac{kz}{u_*} \frac{d\overline{U}}{dz}, \quad (6.19)$$

e, mesmo com o gradiente adimensional \overline{U} decrescendo com $|\zeta_*|^{-1/4}$, a variância adimensional de w cresce com $|\zeta_*|^{2/3}$ (seção 2.7.3).

Kader e Yaglom (1990) propõem um regime diferente para ϕ_m , o gradiente adimensional da velocidade média: decrescente com $|\zeta_*|^{-1/3}$ na SDC e crescente com $-\zeta_*^{1/3}$ na SCL (seção 3.4). Esta última previsão é inconsistente com o perfil de velocidade que usualmente se considera para o regime de convecção livre, $d\overline{U}/dz = 0$. De qualquer forma, não há na literatura, até onde seja do conhecimento deste autor, uma previsão para este gradiente adimensional que torne o termo de produção mecânica decrescente com o aumento da instabilidade. Isto pode ser consequência do uso de u_* na adimensionalização de seus termos, uma escala que também decresce com $-\zeta_*$ (figuras 5.19 e 5.20) e, mais que isso, tende a zero. Recentemente, Johansson et al. (2001) estabeleceram um modelo usando LES que mostra a influência da altura da CLA sobre a turbulência na CS. Uma das proposições deste trabalho é a de que o gradiente adimensional de velocidade clássico, dado por ϕ_m dependa não somente do parâmetro local z/L , mas também de z_i/L . Esta dependência, segundo os autores poderia explicar, em parte, a discrepância entre os dados medidos e as previsões analíticas em diferentes trabalhos de micrometeorologia (figura 1, p.1550, (JOHANSSON et al., 2001)).

Incluimos σ_w na lista de variáveis relevantes na camada superficial, de tal forma que, ao lado de u_* e u_f teremos três escalas distintas de velocidade na CS. Usaremos exatamente este σ_w como escala de velocidades para adimensionalizar os termos da equação 6.1, visto que esta escala, mesmo decrescente, não se anula no limite de convecção livre (figuras 5.19 e 5.20, mais uma vez). Ressalte-se porém que a inclusão de σ_w na lista de parâmetros relevantes não se baseia em nenhum princípio físico como os que justificam o uso das escalas de velocidade de atrito e de convecção livre local.

6.2.2 Produção Mecânica de Tensões

Com a escolha desta escala, a produção mecânica de tensões adimensionalizada escreve-se como:

$$\frac{kz}{\sigma_w^3} \overline{w'^2} \frac{d\overline{U}}{dz} = \frac{u_*}{\sigma_w} \frac{kz}{u_*} \frac{d\overline{U}}{dz} = \phi_w^{-1} \phi_m \propto |\zeta_*|^{-7/12}, \quad (6.20)$$

claramente, uma previsão decrescente com o aumento da instabilidade.

Para adaptar esta previsão à escala local de estabilidade, é necessário usar a expressão 6.18 que define ϕ_{uw} :

$$\frac{u_*}{\sigma_w} \frac{kz}{u_*} \frac{d\overline{U}}{dz} = \frac{|\overline{u'w'}|^{1/2}}{\sigma_w} \phi_{uw}^{-1} \phi_m. \quad (6.21)$$

Como ϕ_m é função de ζ_* e as outras duas acima são funções de ζ , é necessário escrever a primeira também como função de ζ , usando a relação 6.15:

$$\phi_m = (1 + 16|\zeta_*|)^{-1/4} = \left[1 + 16 \frac{|\zeta|}{(1 + 0,8|\zeta|)^{0,9}} \right]^{-1/4}. \quad (6.22)$$

Finalmente podemos escrever a previsão para o termo de produção mecânica das tensões, adimensionalizada por kz/σ_w^3 , em função de ζ :

$$\frac{kz}{\sigma_w^3} \overline{w'^2} \frac{d\overline{U}}{dz} = \left[1 + 16 \frac{|\zeta|}{(1 + 0,8|\zeta|)^{0,9}} \right]^{-1/4} \frac{1}{(1 + 7|\zeta|)^{1/3}} \quad (6.23)$$

Nossos dados confirmam de maneira bastante boa esta previsão como mostra a figura 6.8.

Esta previsão de decréscimo da produção mecânica de tensões aponta exatamente na direção oposta dos resultados tradicionais Wyngaard et al. (1971), que prevêem aumento da produção mecânica com o aumento da instabilidade.

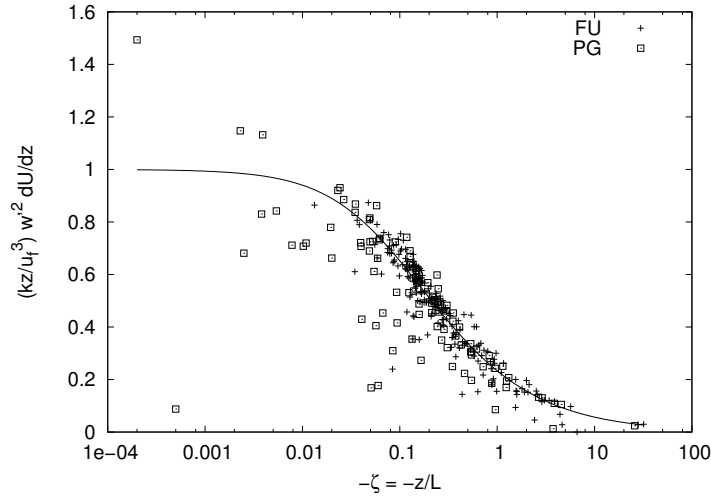


Figura 6.8: Estimativa para a produção mecânica de tensões (linha cheia - Furnas; linha pontilhada - Ponta Grossa), e dados de campo (+ - Furnas; □ - Ponta Grossa).

6.2.3 Produção Térmica de Tensões

Para o termo de produção de $\overline{u'w'}$ por flutuabilidade, procedemos da mesma forma, usando a escala σ_w para as velocidades:

$$-\frac{kz}{\sigma_w^3} \frac{g}{\Theta} \overline{u'\theta'}.$$
(6.24)

Multiplicando a expressão 6.24 convenientemente por

$$\left(\frac{|\overline{u'w'}|^{1/2}}{|\overline{u'w'}|^{1/2}} \right)^3 \frac{\overline{w'\theta'}}{\overline{w'\theta'}} = 1,$$
(6.25)

e rearranjando os termos de maneira adequada, obtém-se:

$$\zeta \frac{\overline{u'\theta'}}{\overline{w'\theta'}} \left(\frac{|\overline{u'w'}|^{1/2}}{\sigma_w} \right)^3.$$
(6.26)

Nesta expressão, $\overline{u'\theta'}/\overline{w'\theta'}$ também é uma função de ζ_* (ou ζ). Wyngaard et al. (1971) propõem uma função potência $-3/4$ para esta função, enquanto que Kader e Yaglom (1990) propõem a potência $-1/3$, ambos para a variável de estabilidade clássica ζ_* . Nossa estimativa será independente destas, já que a variável de estabilidade aqui é local.

Ainda que este termo apresente grande dispersão, nossos dados parecem se adaptar melhor a uma previsão que indica variação com a potência $-1/2$ de ζ como mostra a figura 6.9, onde os dados foram ajustados pela curva $0,85 \zeta^{-1/2}$.

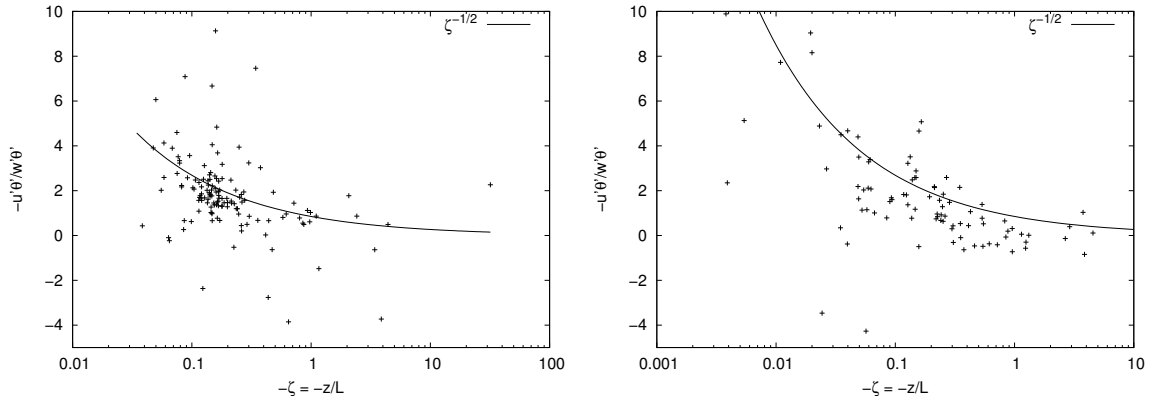


Figura 6.9: A esquerda: Previsão de $-\overline{u'\theta'}/\overline{w'\theta'}$ como potência de ζ para os dados de Furnas. A direita: Idem para os dados de Ponta Grossa.

Finalmente, a previsão para o termo de produção térmica de tensões será dado por:

$$-\frac{kz}{\sigma_w^3} \frac{g}{\Theta} \overline{u'\theta'} = -0,85 |\zeta|^{-1/2} (1 + 7|\zeta|)^{-1} |\zeta|, \quad (6.27)$$

que decresce com a potência $-1/2$ de $|\zeta|$.

A adequação desta previsão aos dados exibe-se na figura 6.10. Ainda que a dispersão seja significativamente maior que no termo de produção mecânica (figura 6.8), esta previsão é bastante razoável.

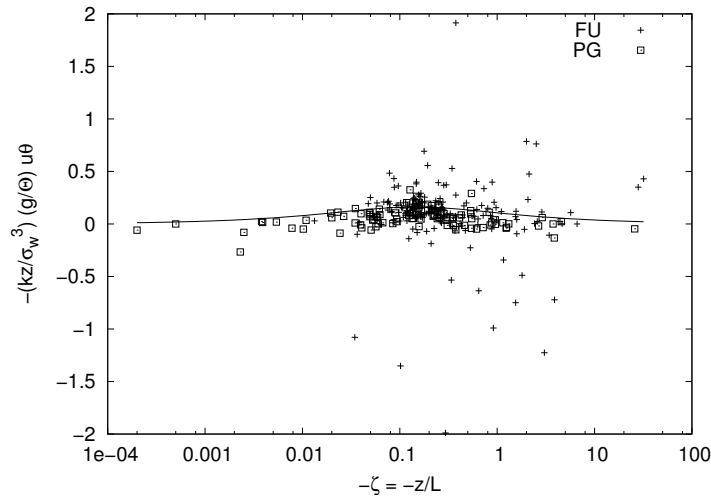


Figura 6.10: Estimativa para a produção térmica de tensões (linha cheia - Furnas; linha pontilhada - Ponta Grossa), e dados de campo (+ - Furnas; □ - Ponta Grossa).

6.2.4 Divergência do Transporte Vertical de Tensões

Em Wyngaard et al. (1971) a divergência dos momentos de ordem três foi calculada tendo como base medidas realizadas em três alturas. Como exemplo, para o transporte vertical de $\overline{u'w'}$ a aproximação usada foi a seguinte:

$$z \frac{\partial \overline{u'w'^2}}{\partial z} \Big|_{z_3} \approx \frac{\overline{u'w'^2} \Big|_{z_2} - \overline{u'w'^2} \Big|_{z_1}}{\ln(z_2/z_1)}, \quad (6.28)$$

onde $z_3 = \sqrt{z_1 z_2}$.

Como as medições foram feitas em três alturas diferentes, isso gerou estimativas para este termo em 2 alturas. Entretanto, a contribuição deste termo adimensionalizado no balanço de tensões é desprezado por ser muito menor que os termos térmico e mecânico em magnitude.

Como os momentos de ordem três em si têm importância própria, Wyngaard et al. (1971) dedica uma análise mais detalhada a este termo. Encontram para $\overline{u'w'^2}/u_*^3$ um comportamento que sugere um decréscimo deste momento adimensionalizado com $(-\zeta_*)^{-3/4}$ (isto é, com o aumento da instabilidade. Ainda que, quando o regime passa de neutro a instável há um intervalo onde este momento claramente cresce até $\zeta_* = -0,5$ aproximadamente). A partir de $\zeta_* = -1,5$

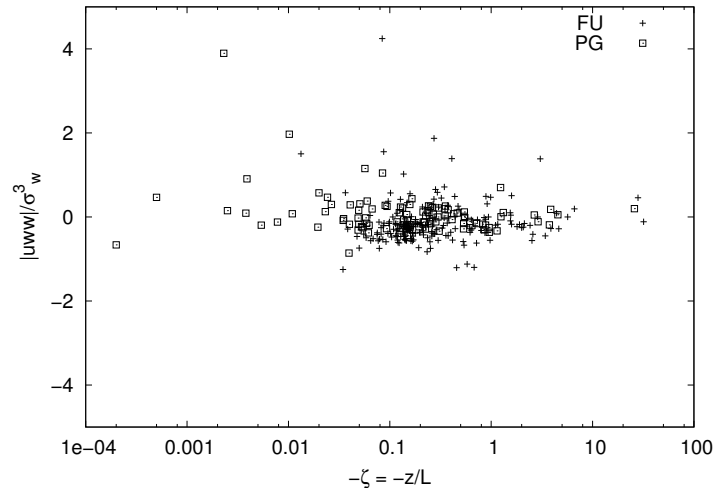


Figura 6.11: Fluxo vertical de tensões cisalhantes adimensionalizada, $\overline{u'w'}/\sigma_w^3$, + - Furnas; □ - Ponta Grossa.

os dados são muito escassos e a conclusão pelo decréscimo de $\overline{u'w'}/u_*^3$ com o aumento da instabilidade parece um pouco precipitada.

No nosso caso, a adimensionalização do fluxo vertical das tensões cisalhantes também é feita usando-se a escala σ_w para as velocidades, como mostra a figura 6.11.

Apesar da dispersão dos dados, é evidente uma concentração em torno de zero, sugerindo que não exista gradiente vertical deste termo e que, portanto, ele possa ser desconsiderado na equação de balanço 6.1. A dispersão excessiva dos momentos de ordem três pode ser explicada pela intermitência dos processos de transporte. Na camada limite instável, alguns dos processos turbulentos são muito intermitentes, e ainda que possam ser muito grandes durante um intervalo, são muito pequenos na média (WYNGAARD et al., 1971), mais uma vez, justificando a sua desconsideração nas equações de balanço de tensões.

6.2.5 Tensões Transversais

Até o momento, apenas o balanço de $\overline{u'w'}$ foi analisado, enquanto que nada foi dito sobre o balanço de $\overline{v'w'}$, dada pela equação 6.11. Como o único mecanismo de produção de $\overline{v'w'}$ tem origem térmica, esta análise será muito semelhante à que foi desenvolvida na seção 6.2.3. Adimensionalizando por kz/σ_w^3 , chega-se a:

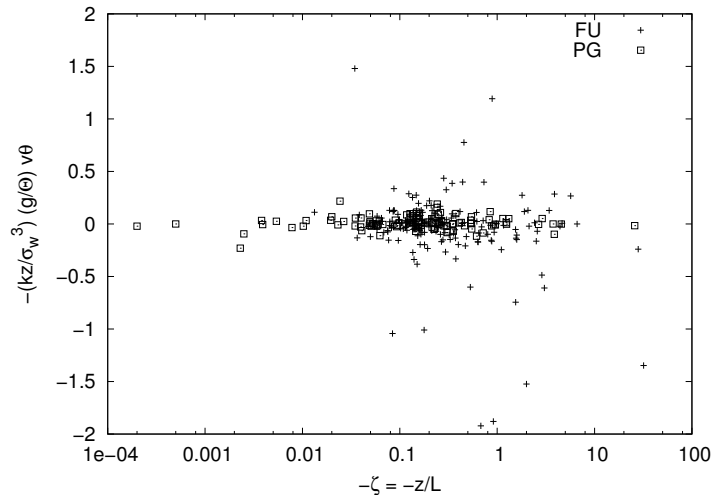


Figura 6.12: Estimativa para a produção térmica de tensões transversais (+ - Furnas; □ - Ponta Grossa).

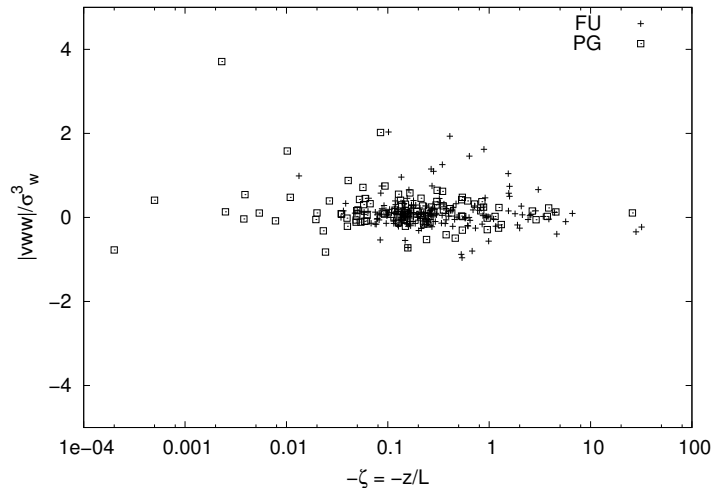


Figura 6.13: Fluxo vertical de tensões transversais cisalhantes adimensionalizada, $\overline{v'w'^2}/\sigma_w^3$, + - Furnas; □ - Ponta Grossa.

$$-\frac{kz}{\sigma_w^3} \frac{g}{\Theta} \overline{v'\theta'} = \zeta \frac{\overline{v'\theta'}}{\overline{w'\theta'}} \left(\frac{|\overline{u'w'}|^{1/2}}{\sigma_w} \right)^3. \quad (6.29)$$

A figura 6.12 mostra o comportamento deste termo. Não há tendência de produção ou consumo de $\overline{v'w'}$ por origem térmica, ao contrário do que acontecia para $\overline{u'w'}$, o que explica a pouca variação destas tensões transversais comparadas às longitudinais (figuras 5.19 e 5.20).

Também não há divergência dos momentos de ordem três, como mostra a figura 6.13, tendência que já havia se verificado na equação de balanço de $\overline{u'w'}$.

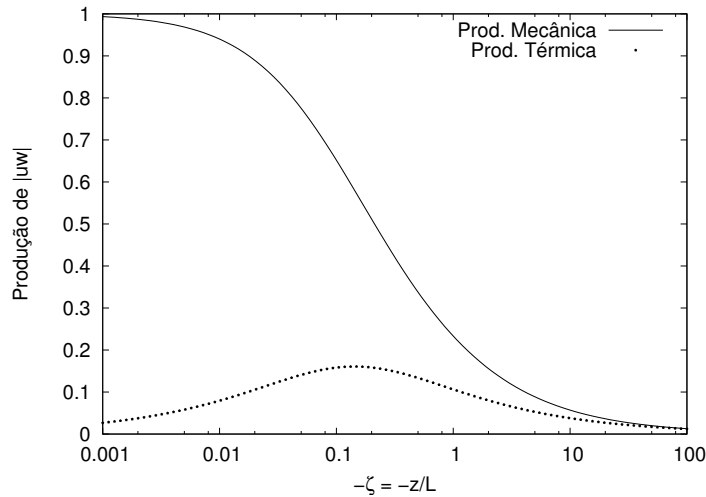


Figura 6.14: Previsão para a produção adimensional de $\overline{u'w'}$. É claro o decréscimo da produção com o aumento da instabilidade.

6.3 Balanço de Produção e Consumo de Tensões

Resumindo os resultados obtidos nas seções anteriores (6.2.2, 6.2.3, 6.2.4 e 6.2.5) tem-se que:

- A produção mecânica adimensional de $\overline{u'w'}$ decresce com o aumento da instabilidade, segundo $|\zeta|^{-7/12}$;
- A produção térmica adimensional de $\overline{u'w'}$ decresce com o aumento da instabilidade, segundo $|\zeta|^{-1/2}$;
- A divergência dos termos de transporte de $\overline{u'w'}$ é desprezível;
- Não há produção ou transporte de $\overline{v'w'}$.

A figura 6.14 compara as previsões para a produção de $\overline{u'w'}$. Esta previsões mostram que os dois mecanismos de produção diminuem com o aumento da instabilidade, até cessarem, no limite de convecção livre, enquanto que a magnitude de $\overline{v'w'}$ parece não depender da instabilidade (seção 6.2.5).

Este comportamento justifica o que foi averiguado nas figuras 5.19 e 5.20, onde fica clara a equiparação das magnitudes de $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ com o aumento da instabilidade. Com a diminuição

gradativa de $\overline{u'w'}$ à medida que $L \rightarrow 0$, a componente transversal das tensões não pode mais ser ignorada e assim a direção de $(\overline{u'w'}, \overline{v'w'})$ difere consideravelmente da direção de $(\overline{u'w'}, 0)$ causando o desalinhamento em relação à direção horizontal média do vento, dada por $(\overline{U}, 0)$. Kaimal et al. (1976) sugerem que este comportamento possa estar associado a um conjunto de fatores que incluem efeitos de baroclinicidade e a escolha da janela de tempo usada no cálculo das médias. Salientamos aqui a possibilidade da influência dos termos de retorno à isotropia sobre as componentes do tensor de tensões, o que por enquanto é apenas uma conjectura e merece uma investigação posterior mais detalhada.

Independente dos fatores que possam influenciar o balanço das tensões, os dados e as equações de balanço mostram claramente que o aumento da instabilidade compromete o uso de $\overline{u'w'}$ obtido à altura z como estimativa para o fluxo superficial de *momentum* pois a camada de fluxos constantes é bem mais estreita do que é costumeiro supor, e assim a estimativa $u_*^2 = |\overline{u'w'}|$ exige uma correção que leve em conta o aumento dos efeitos térmicos sobre o escoamento observado à esta altura de medição. Qualquer estimativa adimensional em condições convectivas baseadas na velocidade de atrito devem levar esta correção em consideração sob pena de estarem incorretas uma vez que u_* estará, nestas condições, subestimado. Até mesmo o valor do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov deve levar em conta a correção no valor de u_* .

Um último comentário é incluído aqui. A adimensionalização da equação 6.1 também pode ser usando a escala convectiva de velocidades de Deardorff, a partir de um certo valor de ζ_* , digamos $\zeta_* = 2$, onde as previsões baseadas na velocidade perdem a validade. O uso desta escala permite adimensionalizar a produção mecânica de tensões como:

$$\frac{kz}{u_f^3} \overline{w'^2} \frac{d\overline{U}}{dz} = \frac{w'^2}{u_f^2} \frac{u_*}{u_f} \frac{kz}{u_*} \frac{d\overline{U}}{dz} = C_w k^{1/3} \zeta_*^{-1/3} \phi_m \propto |\zeta_*|^{-7/12}, \quad (6.30)$$

onde C_w é uma constante (ver capítulo 5). Mais uma vez, fica claro que a produção mecânica de $\overline{u'w'}$ é decrescente. Mantemos ainda a expressão de Businger-Dyer para ϕ_m , por falta de uma expressão alternativa que se aplique a um intervalo onde $-\zeta_* > 2$. De qualquer forma, acima deste limite ϕ_m deve continuar sendo uma função decrescente com $-\zeta_*$.

Para o termo de produção térmica, o uso de u_f na adimensionalização resulta em:

$$-\frac{kz}{u_f^3} \frac{g}{\Theta} \overline{u'\theta'} = k \frac{\overline{u'\theta'}}{\overline{w'\theta'}}, \quad (6.31)$$

que, é decrescente com $|\zeta_*|^{-3/4}$ Wyngaard et al. (1971) ou com $|\zeta_*|^{-1/3}$ Kader e Yaglom (1990).

Os resultados obtidos por Wyngaard et al. (1974) indicam que as tensões cisalhantes devido ao vento são muito pequenas ao longo da camada convectiva. Eles mostram inclusive que os perfis adimensionais das tensões são aproximadamente lineares (decrecendo com $-z_i/L$) e que existe algum mecanismo e controle que impede desvios significativos em relação a estes perfis. Nosso argumento aqui é o de que a passagem de uma camada superficial onde os fluxos são constantes para a camada convectiva onde os perfis são linearmente decrescentes com $-z_i/L$ não se desenrole de maneira abrupta e sim suavemente, devido ao início da ação térmica nas camadas intermediárias entre a CS estritamente mecânica e a camada de convecção livre.

7 Conclusões e Recomendações

O experimento intensivo de campo realizado no lago de Furnas durante dez dias no inverno de 2004 consiste de um conjunto de dados que inclui a velocidade do vento e temperatura do ar, medidos a uma frequência de 20Hz. A partir de valores médios calculados em blocos dos mais diversos intervalos de tempo, constatou-se que a direção média do vento (\bar{U}) e o vetor de tensões horizontais (τ) não se alinhavam, apresentando, em alguns casos, ângulos relativos que eram difíceis de se justificar fisicamente, uma vez que os anemômetros sônicos usados na obtenção destas medidas situavam-se a uma altura relativamente baixa, a 3,7m da superfície do lago.

Após o uso da dupla rotação de coordenadas para alinhar a direção do referencial com a direção do vento médio, foram eliminados as séries temporais que soprassem por trás da torre onde foram instalados os equipamentos, de maneira a eliminar a influência da esteira de vento provocada pela presença deste obstáculo.

As janelas de tempo utilizadas no cálculo destas médias foram diminuídas gradativamente com o intuito de minimizar a influência da mudança de direção excessiva do vento, supondo que essas mudanças seriam mais suaves a intervalos de tempo pequenos. Um filtro auto-recursivo de passa-baixa também foi utilizado para a separação do sinal médio e da flutuação turbulenta e posterior cálculo de fluxos, sem que uma ou outra estratégia fosse muito eficiente na remoção dos ângulos anômalos medidos entre τ e \bar{U} .

A única tendência aparente então era uma melhora no alinhamento associada a ventos de moderados a fortes (acima de 4ms^{-1}). A estabilidade atmosférica calculada durante o expe-

rimento mostrou grande predominância de condições instáveis durante o período em que este transcorreu, situação típica para a camada superficial atmosférica que se forma sobre grandes lagos durante o inverno. Como as velocidades mais altas estão normalmente associadas a condições mais próximas de neutro, a hipótese de que o alinhamento entre τ e \bar{U} pudesse variar com a estabilidade foi levantada.

A divisão das séries temporais deste experimento de acordo com o modelo das três subcamadas de Kader e Yaglom (1990) indica claramente que os melhores ângulos são obtidos nos eventos de predominância mecânica no que se refere à produção de ECT, enquanto que, à medida que os efeitos térmicos tornam-se predominantes, o alinhamento piora. Neste ponto agregamos um segundo conjunto de dados, proveniente de um experimento com características geográficas bem distintas. Os dados de Ponta Grossa referem-se a um experimento realizado no verão sobre uma plantação rasteira mista (aveia e soja), com um anemômetro sônico situado a 4,2 m da superfície. Com variações do parâmetro de estabilidade típicas do ciclo dia-noite, este experimento agrega ao nosso conjunto original de dados, um grande número de séries temporais mais neutras do que as que se apresentam em Furnas. Usando o mesmo procedimento (descrito acima para Furnas), o comportamento do ângulo entre τ e \bar{U} é idêntico: mais próximo de zero na camada dinâmica, afastando-se gradativamente deste valor à medida em que se aproxima do limite de convecção livre.

A partir da definição do vetor de tensões horizontais como $\tau = \rho (-\overline{u'w'}, -\overline{v'w'})$; mostrou-se que, no regime próximo de neutro, a componente transversal destas tensões é pequena comparada à longitudinal, de tal sorte que $\tau \approx \rho (-\overline{u'w'}, 0)$ e assim τ e $(\bar{U}, 0)$ apresentam um bom alinhamento. Afastando-se do regime neutro, com o aumento da instabilidade, as duas componentes deste vetor de tensões tornam-se comparáveis em magnitude e assim $(-\overline{u'w'}, -\overline{v'w'})$ e $(-\overline{u'w'}, 0)$ são significativamente diferentes.

O comportamento decrescente desta componente longitudinal das tensões cisalhantes foi examinada sob a luz da equação de balanço de tensões, onde verificou-se que as duas fontes de produção destas tensões, mecânica e térmica, decrescem com o aumento da instabilidade.

Esta conclusão só foi possível graças a uma adimensionalização diferente daquela usada no trabalho clássico de Wyngaard et al. (1971). A escolha de uma nova escala de velocidades para a adimensionalização deve-se ao fato de que, o uso de u_* e a expressão de Businger-Dyer para ϕ_m não pode ser estendida além de $\zeta_* \approx -2$. Quanto mais próxima a atmosfera do limite de convecção livre, menores são os gradientes de velocidade média do vento e, consequentemente, menores são as tensões cisalhantes provocadas por este gradiente.

Deste modo, acima da subcamda dinâmica da camada superficial definida pelo modelo das três subcamadas (MTS) de Kader e Yaglom (1990) a medida de $|\overline{u'w'}|^{1/2}$ à uma altura fixa z (mesmo muito baixa) não pode ser considerada na representação do fluxo superficial de *momentum*, $|\overline{u'w'}_0|^{1/2}$, que define a velocidade de atrito: a porção da atmosfera onde os fluxos são constantes é mais rasa do que se supõe. Este fato torna este modelo de subdivisão em subcamadas incongruente com a definição da camada superficial proposta por Lumley e Panofsky (1964) (e aceita pela comunidade micrometeorológica), que a definem como a porção da atmosfera onde os fluxos não variam com a altura.

Esta definição da camada superficial é bastante confortável, no sentido de que qualquer evidência experimental da variabilidade dos fluxos em mais de 10% significa que as medições foram feitas acima de tal camada. Entretanto, é frequente o uso do método das covariâncias turbulentas à altura z acima da superfície, supondo que esta altura está dentro da camada superficial assim definida. Mas, em condições convectivas, o uso de $|\overline{u'w'}|^{1/2}$ medido à uma altura arbitrária acima da superfície exige uma correção que leve em conta o aumento da instabilidade, pois, nestas condições, u_* estará subestimado. Assim, estimativas adimensionais em condições convectivas baseadas na velocidade de atrito devem levar esta correção em consideração, pois, como foi mostrado nesta tese, apenas na subcamada dinâmica do MTS os fluxos de *momentum* podem ser considerados constantes.

As estimativas aqui contidas baseiam-se numa escala local de comprimento, análoga à escala de Obukhov, entretanto obtida a partir de fluxos medidos à altura z , Nieuwstadt (1984). Estas estimativas podem ser melhoradas à medida que for possível obter uma estimativa in-

dependente de u_* mais confiável do que a que aqui aparece. Um método iterativo pode ser implementado para a obtenção desta estimativa, onde no cálculo das funções ψ sejam utilizados os valores do parâmetro de estabilidade já corrigidos.

Desta forma, recomenda-se um novo experimento de campo com uma disposição de equipamentos diferente do que temos usado até o momento. Este experimento deve contar com anemômetros dispostos verticalmente sobre um mastro, procurando instalar um deles o mais próximo possível da superfície. Além dos anemômetros, recomenda-se que este experimento possa contar com uma estimativa para a altura da camada limite atmosférica, que pode até ser obtida do sobrevôo de um Veículo Aéreo Não Tripulado (VANT, Gonçalves et al. (2006)).

APÊNDICE A – Dedução das Equações que Governam a Dinâmica de um Fluido Incompressível

A.1 Equação da Continuidade

A equação da continuidade (2.9) deriva do *princípio de conservação de massa*, que pode ser expresso pela equação:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (\text{A.1})$$

A equação A.1 pode ser reescrita usando-se a regra da derivada do produto:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (\text{A.2})$$

A derivada material da densidade $D\rho/Dt$ aparece na expressão A.2 acima e então podemos escrever:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = \frac{D\rho}{Dt}, \quad (\text{A.3})$$

de tal sorte que a equação da continuidade toma a forma:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (\text{A.4})$$

Se $D\rho/Dt = 0$ então o escoamento é incompressível e vale:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (\text{A.5})$$

Isto é, o escoamento é incompressível se a densidade de cada partícula (em movimento) não varia como tempo.

A.2 Equações de Navier-Stokes

A dedução das equações 2.10, 2.11 e 2.12 é feita a partir do *princípio de conservação da quantidade de movimento*, que pode ser expresso através de uma equação diferencial:

$$\frac{D\rho \mathbf{u}}{Dt} = \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}. \quad (\text{A.6})$$

Esta equação representa a segunda lei de *Newton* para a dinâmica do meio contínuo, onde $\rho \mathbf{u}$ é a quantidade de movimento por unidade de volume; $\mathbf{g} = (0, 0, -g)$, a aceleração da gravidade; e $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor de tensões. A derivada que aparece à esquerda é a derivada material de $\rho \mathbf{u}$ que, levando-se em consideração a equação A.2, resulta em:

$$\frac{D}{Dt}(\rho \mathbf{u}) = \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}. \quad (\text{A.7})$$

Nesta expressão, o primeiro termo à direita representa a variação local (instantânea) da velocidade, enquanto que o segundo termo representa a sua variação advectiva. O tensor de tensões $\boldsymbol{\tau} = \tau_{ij}$ relaciona o estado de tensões e de deformações de um meio contínuo, e pode ser expresso por:

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu S_{ij} + \lambda S_{kk}\delta_{ij}, \quad (\text{A.8})$$

onde o termo p representa a pressão e tanto μ quanto λ são potenciais termodinâmicos (POPE, 2000) no caso mais geral. Aqui, suporemos que a viscosidade do fluido μ e λ são constantes. O tensor:

$$\mathbf{S} = S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (\text{A.9})$$

é tensor taxa de deformações, assim, o termo $2\mu S_{ij} + \lambda S_{kk}\delta_{ij}$ representa as deformações do meio.

Substituindo as expressões que definem a derivada material (A.7) e o tensor de tensões (A.8) na equação de conservação da quantidade de movimento (A.6), e trocando a notação vetorial pela indicial chega-se a:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right]. \quad (\text{A.10})$$

Mas:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] = \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_k}. \quad (\text{A.11})$$

Comutando a ordem das derivadas:

$$\mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \mu \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \lambda \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (\text{A.12})$$

pois os dois últimos termos se anulam em virtude da equação A.5. E assim, esta equação reduz-se a:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (\text{A.13})$$

que é a representação indicial das equações de *Navier-Stokes*.

Saliente-se que não estamos levando em consideração os efeitos devido à rotação da terra. Neste caso, o termo $-2\varepsilon_{ijk}\Omega_j\rho u_k$ apareceria nas equações 2.10, 2.11 e 2.12, onde Ω_j é a componente genérica do vetor velocidade angular da Terra:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \rho g_i - 2\varepsilon_{ijk}\Omega_j\rho u_k - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (\text{A.14})$$

APÊNDICE B – Termodinâmica de Um Fluido

Levando-se em conta que as equações de A.13 devem ser consideradas em três dimensões espaciais, então o conjunto formado pelas equações de Navier-Stokes e da conservação da massa consiste de no máximo quatro equações. Assim, temos um sistema de quatro equações e cinco incógnitas (as componentes da velocidade do fluido, u , v e w ; a pressão exercida sobre o fluido p ; e sua densidade ρ). Uma equação de estado que relacione a pressão, a densidade e a temperatura do fluido pode ser agregado a este conjunto de equações:

$$p = f(\rho, T), \quad (\text{B.1})$$

onde T é a temperatura, e f é uma função que depende do fluido em questão. Se o fluido está em repouso, então:

$$\tau_{ij} = -p \delta_{ij}, \quad (\text{B.2})$$

onde $p = -\tau_{ii}/3$ é a pressão hidrostática, e a expressão acima mostra que não existem tensões cisalhantes, apenas normais, agindo sobre uma partícula de fluido. Batchelor (1967) argumenta que esta pressão que aparece na definição do tensor de tensões é de origem mecânica e que não pode, a princípio, ser confundida com a pressão termodinâmica. De qualquer forma, continua Batchelor (1967), é importante conservar na definição de τ_{ij} um escalar que quantifique de alguma maneira a intensidade local do “amassamento” a que está sujeita a partícula do fluido.

Para o fluido em movimento (que, afinal, é o que nos interessa), surgem tensões cisalhantes o que dá origem a um termo não isotrópico no tensor de tensões:

$$\tau_{ij} = -p \delta_{ij} + d_{ij}. \quad (\text{B.3})$$

O tensor d_{ij} representa o abandono do estado de equilíbrio quando o fluido entra em movimento. Usando a identidade A.8, d_{ij} é escrito como:

$$d_{ij} = 2\mu S_{ij} + \lambda S_{kk} \delta_{ij}. \quad (\text{B.4})$$

A contribuição deste tensor para as tensões normais é nula, portanto:

$$d_{ii} = 2\mu S_{ii} + 3\lambda S_{kk} = (2\mu + 3\lambda) \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (\text{B.5})$$

qualquer que seja o valor de $\nabla \cdot \mathbf{u}$, de tal sorte que vale a *hipótese de Stokes*:

$$(2\mu + 3\lambda) = 0, \quad (\text{B.6})$$

As variáveis de estado para um elemento de fluido em movimento são a sua densidade ρ e sua energia interna e (BATCHELOR, 1967). A cada par de valores para estas duas variáveis, corresponde um valor de pressão obtida da equação de estado de equilíbrio do fluido, que será chamada de pressão de equilíbrio e denotada por p_e . Para o fluido em repouso p e p_e são idênticas, o que não acontece quando há movimento. Neste caso supomos que a diferença entre elas é proporcional ao gradiente de velocidade:

$$p - p_e = B_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (\text{B.7})$$

onde o tensor B_{ij} depende apenas do estado local do fluido e apenas indiretamente da distribuição de velocidades. Além disso a resposta do fluido às condições impostas pelo gradiente de velocidades não tem direção preferencial e assim B_{ij} é isotrópico, de tal forma que:

$$B_{ij} = -\kappa \delta_{ij}, \quad (\text{B.8})$$

e aqui, κ é constante e coeficiente de viscosidade de expansão (ou segundo coeficiente de viscosidade) ou *bulk viscosity*. E assim:

$$p - p_e = -\kappa \nabla \cdot \mathbf{u}. \quad (\text{B.9})$$

Em geral as taxas associadas a expansão num fluido são bem menores do que as taxas devidas ao cisalhamento (BATCHELOR, 1967), e assim $\kappa \approx 0$ de tal sorte que $p = p_e$ é uma boa aproximação. Esta dedução pode estar longe de ser óbvia, e percebemos que a discussão sobre em que condições a pressão mecânica que se origina no tensor de tensões é igual à pressão termodinâmica geralmente é evitada nos textos de mecânica dos fluidos. O argumento exposto acima parece a este autor o mais convincente e é, basicamente, o mesmo que aparece em Aris (1990).

Na tentativa de fechar o conjunto de equações governando a dinâmica de um fluido incompressível, introduzimos a equação de estado B.1. Esta equação introduz uma nova variável, a temperatura T , o que torna necessária a inclusão de mais uma equação no nosso conjunto de equações. Esta equação pode ser uma equação de estado relacionando a temperatura T e a energia interna do sistema, e :

$$e = e(p, T), \quad (\text{B.10})$$

o que, de novo, introduz uma nova variável. Uma equação para a variação da energia interna do sistema:

$$\rho \frac{De}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - p(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \phi, \quad (\text{B.11})$$

onde \mathbf{q} é o vetor fluxo de calor, pode ser a solução para o fechamento. Como \mathbf{q} que obedece a lei de Fourier:

$$\mathbf{q} = -k\nabla T, \quad (\text{B.12})$$

a substituição de B.12 em B.11 resulta em:

$$\rho \frac{De}{Dt} = \nabla \cdot (k\nabla T) - p(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \phi. \quad (\text{B.13})$$

Esta equação sugere que a variação da energia interna numa partícula de fluido é devido ao:

- aquecimento (ou resfriamento) da partícula por condução de calor, fenômeno representado por $\nabla \cdot (k\nabla T)$;
- trabalho (reversível) realizado pela pressão sobre o fluido, contemplado no termo $p(\nabla \cdot \mathbf{u})$;
- e,
- conversão (irreversível) de energia mecânica em energia interna, que aparece no termo de dissipação viscosa, ϕ .

APÊNDICE C – Conservação da Energia Mecânica

Partimos da equação de conservação da quantidade de movimento:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho g_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (\text{C.1})$$

fazendo o produto interno com o vetor velocidade:

$$\rho u_i \frac{Du_i}{Dt} = \rho u_i g_i + u_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{C.2})$$

Que pode ser rearranjado como:

$$\frac{1}{2} \rho \frac{D}{Dt} (u_i u_i) = \rho u_i g_i + u_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{C.3})$$

A identidade abaixo separa o trabalho total ($u_i \tau_{ij}$) realizado pelas forças de superfície, numa componente devida à deformação e um segundo termo representando o acréscimo de energia cinética no sistema (KUNDU, 1990):

$$\frac{\partial (u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{C.4})$$

O tensor de tensões τ_{ij} é simétrico, bem como o tensor taxa de deformações S_{ij} . Entretanto o tensor $\partial u_i / \partial x_j$ não é, mas pode ser decomposto como a soma de um tensor simétrico e um antisimétrico de maneira simples:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = S_{ij} + A_{ij}, \quad (\text{C.5})$$

onde A_{ij} é a parte antisimétrica do gradiente $\partial u_i / \partial x_j$.

Usando a identidade A.8 que define o tensor de tensões, e o fato de que o produto contraído de um tensor simétrico (τ_{ij} , neste caso) por um tensor qualquer ($\partial u_i / \partial x_j$, neste caso) é igual ao produto deste tensor simétrico pela parte simétrica deste último (KUNDU, 1990), temos que:

$$\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \tau_{ij} S_{ij}, \quad (\text{C.6})$$

onde S_{ij} foi definido anteriormente pela expressão A.9. Chegando-se desta maneira a:

$$\tau_{ij} S_{ij} = -p \delta_{ij} S_{ij} + 2\mu S_{ij} S_{ij} + \lambda \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) \delta_{ij} S_{ij}, \quad (\text{C.7})$$

ou ainda, usando a hipótes de Stokes (equação B.6):

$$\tau_{ij} S_{ij} = -p S_{ii} + 2\mu S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) S_{ii}. \quad (\text{C.8})$$

Mas:

$$S_{ii} = \nabla \cdot \mathbf{u}. \quad (\text{C.9})$$

E assim:

$$\tau_{ij} S_{ij} = -p S_{ii} + 2\mu S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u})^2. \quad (\text{C.10})$$

O último termo acima é denotado por ϕ_e :

$$\phi_e = 2\mu S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u})^2, \quad (\text{C.11})$$

e representa a dissipação viscosa de energia.

Desta forma, chegamos à forma final da equação da conservação da energia mecânica:

$$\frac{1}{2}\rho \frac{Du_i u_i}{Dt} = \rho u_i g_i + \frac{\partial (u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} + p(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \phi_e. \quad (\text{C.12})$$

APÊNDICE D – Aproximação de Boussinesq

Boussinesq (1903) sugeriu que as variações de densidade do fluido poderiam ser desprezadas nas equações de Navier-Stokes, exceto no termo que envolve a gravidade. Isto não significa que a densidade seja constante, e sim que a ordem de grandeza de $\rho^{-1}(D\rho/Dt)$ é pequena se comparada à ordem de grandeza de $\nabla \cdot \mathbf{u}$. Propriedades do fluido como μ , k e c_p também são encaradas como constantes. Com isso, a equação de continuidade 2.7, pode ser simplificada para $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$. A suposição de que a compressibilidade do fluido pode ser desprezível funciona muito bem para fluidos onde o número de *Mach* é menor que 0,3. O número de *Mach* é um quociente adimensional entre as velocidades do fluido e do som ($M = u/c$). Como a velocidade de propagação no ar é de cerca de 350 m s^{-1} , se as velocidades do fluido estão abaixo de 100 m s^{-1} , essa aproximação é boa. Para a água, a situação ainda é mais clara pois $c \approx 1470 \text{ m s}^{-1}$ e as velocidades do escoamento em geral são ainda menores que no ar e assim a aproximação de Boussinesq funciona ainda melhor.

Sejam ρ_0 a densidade de referência a uma temperatura de referência T_0 , e $p_0(z)$ uma pressão de referência tal que $\nabla p_0 = \rho_0 g$. Escrevemos então a densidade e a pressão no escoamento em função destes valores de referência como:

$$\rho = \rho_0 + \rho'', \quad (\text{D.1})$$

$$p = p_0 + p'', \quad (\text{D.2})$$

onde as variáveis denotadas com linhas representam flutuações em relação aos valores de referência correspondentes. Substituindo estas expressões na equação A.13:

$$(\rho_0 + \rho') \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = (\rho_0 + \rho'') \mathbf{g} - \nabla(p_0 + p'') + \mu \nabla^2 \mathbf{u}. \quad (\text{D.3})$$

Simplificando $\nabla p_0 = \rho_0 g$ e dividindo por ρ_0 :

$$\left(1 + \frac{\rho''}{\rho_0}\right) \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\rho''}{\rho_0} \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p'' + \nu \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (\text{D.4})$$

onde $\nu = \mu/\rho_0$. Usando a hipótese de Boussinesq, $(\rho''/\rho_0)(D\mathbf{u}/Dt) \approx 0$:

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\rho''}{\rho_0} \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p'' + \nu \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (\text{D.5})$$

Para a energia interna, equação B.11, o termo $-p(\nabla \cdot \mathbf{u})$ pode ser simplificado usando a equação A.1:

$$-p\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \approx \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{DT}{Dt} = -p\alpha \frac{DT}{Dt}. \quad (\text{D.6})$$

Se o fluido é um gás perfeito, então $p = \rho RT$, $c_p - c_v = R$ e $\alpha = T^{-1}$. Substituindo na expressão acima:

$$-p\nabla \cdot \mathbf{u} = -\rho(c_p - c_v) \frac{DT}{Dt} \quad (\text{D.7})$$

Além disso, se o gás é perfeito, $e = c_v T$. E assim:

$$\rho \frac{De}{Dt} = \rho c_v \frac{DT}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho(c_p - c_v) \frac{DT}{Dt} + \phi_e. \quad (\text{D.8})$$

Então:

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \phi_e, \quad (\text{D.9})$$

A dissipação viscosa pode ser desprezada como fonte geradora de calor e o uso da lei de Fourier (equação B.12) nos conduz a:

$$\frac{DT}{Dt} = -\frac{k}{\rho c_p} \nabla \cdot \mathbf{q}, \quad (\text{D.10})$$

onde $k/(\rho c_p)$ é a difusividade térmica. E assim as equações de *Navier-Stokes*, usando a aproximação de Boussinesq ficam:

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\rho''}{\rho_0} \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p'' + \nu \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (\text{D.11})$$

enquanto que para a conservação da energia interna temos:

$$\frac{DT}{Dt} = -\frac{k}{\rho c_p} \nabla \cdot \mathbf{q}. \quad (\text{D.12})$$

APÊNDICE E – Dinâmica de um Fluido via Decomposição de Reynolds

A equação da conservação da massa, usando a decomposição de Reynolds, fica:

$$\frac{\partial(\overline{u_j} + u'_j)}{\partial x_j} = 0, \quad (\text{E.1})$$

ou:

$$\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0. \quad (\text{E.2})$$

Tirando a média:

$$\overline{\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} = 0. \quad (\text{E.3})$$

Usando as propriedades da decomposição de Reynolds:

$$\overline{\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_j}} + \overline{\frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} = 0, \quad (\text{E.4})$$

ou ainda,

$$\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_j} + \overline{\frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} = 0. \quad (\text{E.5})$$

Mas $\overline{u'_j} = 0$, e assim, o último termo acima se anula, sobrando:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0. \quad (\text{E.6})$$

Este resultado aplicado à equação E.2, mostra que:

$$\frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0. \quad (\text{E.7})$$

Consideremos agora as equações de *Navier-Stokes* sob a decomposição de Reynolds para as componentes da velocidade e para a pressão:

$$\frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (\text{E.8})$$

Ou ainda:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j} \right). \quad (\text{E.9})$$

Calculando a média:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} + \bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} = \bar{g}_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}'_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (\text{E.10})$$

e usando as propriedades da decomposição de Reynolds, os seguintes termos se anulam:

$$\frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial t} = \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial t} = 0, \quad (\text{E.11})$$

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} = \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} = 0, \quad (\text{E.12})$$

$$\bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} = \bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0, \quad (\text{E.13})$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{E.14})$$

$$\nu \frac{\partial^2 \bar{u}'_i}{\partial x_j \partial x_j} = \nu \frac{\partial^2 \bar{u}'_i}{\partial x_j \partial x_j} = 0. \quad (\text{E.15})$$

O que sobra, da equação E.10, é:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (\text{E.16})$$

O último termo à esquerda da igualdade merece atenção especial. Combinando as propriedades da decomposição de Reynolds com as de derivação, tem-se que:

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = \overline{\frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j}} = \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} + \overline{u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}}. \quad (\text{E.17})$$

Mas, por E.7, o último termo acima se anula, e então:

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}, \quad (\text{E.18})$$

que, substituído em E.10, resulta finalmente em:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}. \quad (\text{E.19})$$

A dinâmica destes termos de ordem dois pode ser obtida tomando a equação E.9 para u'_i e multiplicando-a por u'_k . Em seguida, soma-se a este resultado, a mesma equação agora para u'_k multiplicada por u'_i . Finalmente, calculando a média desta soma, temos:

$$\begin{aligned} \overline{u'_i \frac{\partial u'_k}{\partial t} + u'_k \frac{\partial u'_i}{\partial t}} + \overline{u'_k u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} + \overline{u'_i u'_j \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j}} + \overline{\bar{u}_j \left(u'_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_i \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \right)} + \overline{u'_k u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} + \overline{u'_i u'_j \frac{\partial u'_k}{\partial x_j}} = \\ - \frac{1}{\rho} \left(\overline{u'_k \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_k}} \right) + \nu \left(\overline{u'_k \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j}} + \overline{u'_i \frac{\partial^2 u'_k}{\partial x_j \partial x_j}} \right), \quad (\text{E.20}) \end{aligned}$$

onde já foram desprezados os termos que se anulam. Alguns termos desta equação podem ser contraídos sob um único sinal de derivada, notadamente, o primeiro e o quarto. Além disso a igualdade abaixo, também permite escrever algumas simplificações:

$$\frac{\partial (u'_i u'_j u'_k)}{\partial x_j} = (u'_i u'_j) \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} + u'_k \frac{\partial (u'_i u'_j)}{\partial x_j} = (u'_i u'_j) \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} + (u'_i u'_k) \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} + (u'_j u'_k) \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}. \quad (\text{E.21})$$

A identidade E.7 permite simplificar esta expressão para:

$$\frac{\partial(u'_i u'_j u'_k)}{\partial x_j} = (u'_i u'_j) \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} + (u'_j u'_k) \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}, \quad (\text{E.22})$$

que, substituído na expressão E.20, resulta na forma final para a equação da dinâmica dos momentos de ordem dois:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial t} + \overline{u'_k u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} + \overline{u_j} \left(u'_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_i \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \right) = \\ - \frac{1}{\rho} \left(\overline{u'_k \frac{\partial p'}{\partial x'_i} + u'_i \frac{\partial p'}{\partial x'_k}} \right) + v \left(\overline{u'_k \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j} + u'_i \frac{\partial^2 u'_k}{\partial x_j \partial x_j}} \right) - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_j}. \quad (\text{E.23}) \end{aligned}$$

O que se vê é que nesta dinâmica surge um momento de ordem três, $\partial \overline{u'_i u'_j u'_k} / \partial x_j$, ou seja, uma nova variável. De tal forma que o conjunto de equações não está fechado e, mais uma vez, surge a necessidade de parametrizar ou prescrever perfis para esta nova variável. A tentativa de escrever uma equação para a dinâmica deste termo faz surgir um momento de quarta ordem e assim sucessivamente.

Referências Bibliográficas

- ANFOSSI, D.; OETTL, D.; DEGRAZIA, G.; GOULART, A. An analysis of sonic anemometer observations in low wind speed conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 14, p. 179–203, 2005.
- ARIS, R. *Vectors, Tensors and the Basic Equations of Fluid Mechanics*. New York: Dover Publications, 1990. 300 p.
- ARYA, P. S. *Air Pollution, Meteorology and Dispersion*. [S.l.]: Oxford University Press, 1999. 310 p.
- BATCHELOR, G. K. *Introduction to Fluid Dynamics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1967. 615 p.
- BERNARDES, M.; DIAS, N. L. Comparação dos métodos de obtenção da velocidade de atrito a partir de dados de turbulência. *Revista Ciência e Natura*, p. 221–224, 2005. IV Brazilian Workshop on Micrometeorology.
- BETCHOV, R.; YAGLOM, A. M. Comments on the theory of similarity as applied to turbulence in an unstably stratified fluid. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. Atmosf. i Okeana*, v. 7, p. 1270–1279 (829–832 in the Engl. transl. of the journal), 1971.
- BLACKADAR, A. K. *Turbulence and Diffusion in the Atmosphere*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1997. 185 p.
- BROST, R. A.; WYNGAARD, J. C. A model study of the stably stratified planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 35, p. 1427–1440, 1978.
- BRUTSAERT, W. Stability correction functions for the mean wind speed and temperature in the unstable surface layer. *Geophysical Research Letters*, v. 19, n. 5, p. 469–472, 1992.
- BUSINGER, J. A. Equations and concepts. In: _____. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. [S.l.]: D. Reidel Publishing Company, 1984. cap. 1, p. 1–36.
- BUSINGER, J. A.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E. F. Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 28, p. 181–189, 1971.
- BUSINGER, J. A.; YAGLOM, A. M. Introduction to obukhov's paper in turbulence in an atmosphere with non-uniform temperature. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 1, p. 1–6, 1971.
- CANCELLI, D. M. *Um Modelo Para a Evolução Térmica de Lagos Profundos*. 214 p. Dissertação (Mestrado) — UFPR, 2006.

- CAUGHEY, S. J. Observed characteristics of the atmospheric boundary layer. In: _____. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. [S.l.]: D. Reidel Publishing Company, 1984. cap. 4, p. 107–158.
- CHAMECKI, M. *Uma Análise da Estacionariedade e Isotropia da Turbulência na Camada Superficial da Atmosfera*. 171 p. Dissertação (Mestrado) — UFPR, 2003.
- CHAMECKI, M.; DIAS, N. L. The local isotropy hypothesis and the turbulent kinetic energy dissipation rate in the atmospheric surface layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 128, p. 1–18, 2003.
- COURANT, R.; JOHN, F. *Introduction to Calculus and Analysis, vol. II*. [S.l.]: Wiley Interscience, 1974. 954 p.
- CUSHMAN-ROISIN, B. *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*. [S.l.]: Prentice Hall, 1994. 320 p.
- DAVIDSON, P. A. *Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers*. [S.l.]: Oxford University Press, 2005. 638 p.
- DEBRUIN, H. A. R.; BINK, N. J. The use of σ_t as a temperature scale in the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 70, p. 79–93, 1994.
- DIAS, N. L.; BERNARDES, M.; NOCKO, H. R.; REKSIDLER, R. Influência de obstáculos aerodinâmicos na medição de variáveis micrometeorológicas: medições de velocidade de atrito no lago de furnas. 2005. XVI Simpósio Brasileiro de Recursos Hídricos.
- DIAS, N. L.; GRODZKI, L.; MAGGIOTTO, S. R.; NASCIMENTO, E. L.; JR, D. V.; GOBBI, M. F.; DUARTE, H. F.; CANCELLI, D. M.; SANCHEZ, S. *Estatísticas de campos atmosféricos, EXFU-3 (Experimento Intensivo de Campo No 3), Disponibilidade de Dados e Fluxos de CO₂ no lago de Furnas*. [S.l.], 2004.
- DIAS, N. L.; KAN, A.; SILVA, N. G. M.; SMAHA, N. *Levantamento de dados históricos na região de contribuição ao reservatório de Furnas*. [S.l.], 2002.
- DROBINSKI, P.; CARLOTTI, P.; NEWSON, R. K.; BANTA, R. M.; FOSTER, R. C.; REDELSPERGER, J.-L. The structure of the near-neutral atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 61, p. 699–714, 2004.
- DUARTE, H. F. *Um método para medições de fluxo de calor latente a partir de sensores de umidade capacitivos*. Dissertação (Mestrado) — UFPR, 2006.
- DYER, A. J. A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 7, p. 363–372, 1974.
- FIGUEIREDO, D. G. *Análise de Fourier e Equações Diferenciais Parciais*. [S.l.]: IMPA - Projeto Euclides, 1987. 274 p.
- FINNIGAN, J. J. A re-evaluation of long-term flux measurement techniques part ii: coordinate systems. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 113, p. 1–41, 2004.

FINNIGAN, J. J.; CLEMENT, R.; MALHI, Y.; LEUNING, R.; CLEUGH, H. A. A re-evaluation of long-term flux measurement techniques part i: averaging and coordinate rotation. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 107, p. 1–48, 2003.

FINNIGAN, J. J.; EINAUDI, F. The interaction between an internal gravity wave and the planetary boundary layer, part ii: Effect of the wave on the turbulence structure. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 107, p. 807–832, 1981.

FOKEN, T. 50 years of the monin-obukhov similarity theory. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 119, p. 431–447, 2006.

FRISCH, U. *Turbulence: The Legacy of A. N. Kolmogorov*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1995. 312 p.

GEERNAERT, G. L. Measurements of the angle between the wind vector and wind stress vector in the surface layer over the north sea. *Journal of Geophysical Research*, v. 93, n. C7, p. 8215–8220, 1988.

GEERNAERT, G. L.; HANSEN, F.; COURTNEY, M.; HERBERS, T. Directional attributes of the ocean surface wind stress vector. *Journal of Geophysical Research*, v. 98, n. C9, p. 16571–16582, 1993.

GONÇALVES, J. E.; MAGGIOTTO, S. R.; DIAS, N. L.; MALHEIROS, A. L.; NASCIMENTO, E. L. Veículo aéreo não tripulado para perfilamento atmosférico em alta resolução. In: . [S.l.: s.n.], 2006.

GRACHEV, A. A.; FAIRALL, C. W.; ZILITINKEVICH, S. S. Surface-layer scaling for the convection-induced stress regime. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 83, p. 423–439, 1997.

GREENBERG, M. D. *Advanced Engineering Mathematics*. [S.l.]: Prentice Hall, 1998. 1324 p.

HAUGEN, D. A.; KAIMAL, J. C.; BRADLEY, E. F. An experimental study of reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 97, p. 168–180, 1971.

HOESTETLER, S. W.; BARTLEIN, P. J. Simulation of lake evaporation with application to modeling lake level variations of harney-malheur lake, oregon. *Water Resources Research*, v. 26, p. 2603–2612, 1990.

HOWELL, J. F.; MAHRT, L. Multiresolution flux decomposition. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 83, p. 117–137, 1997.

HSIEH, C.; G., K. G.; SCHIELDGE, J.; SIGMON, J.; KNOERR, K. R. Estimation of momentum and heat fluxes using dissipation and flux-variance methods in the unstable surface layer. *Water Resources Research*, v. 32, n. 8, p. 2453–2462, 1996.

HSIEH, C.; KATUL, G. G. Dissipation methods, taylor's hypothesis, and stability correction functions in the atmospheric surface layer. *Journal of Geophysical Research*, v. 102, n. D14, p. 16391–16405, 1997.

HÖGSTRÖM, U. Nondimensional wind and temperature profiles. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 42, p. 55–78, 1988.

- JOHANSSON, C.; SMEDMAN, A.-S.; HÖGSTRÖM, U.; BRASSEUR, J. G.; KHANNA, S. Critical test of the validity of monin-obukhov similarity during convective conditions. *J. Atmos. Sci.*, v. 58, p. 1549–1566, 2001.
- KADER, B. A.; YAGLOM, A. M. Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 212, p. 637–662, 1990.
- KAIMAL, J. C. Turbulence spectra, length scales and structure parameters in the stable surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 4, p. 289–309, 1973.
- KAIMAL, J. C.; FINNIGAN, J. J. *Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement*. [S.l.]: Oxford University Press, 1994. 289 p.
- KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; HAUGEN, D. A.; COTÉ, O. R.; IZUMI, Y. Turbulence structure in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 33, p. 2152–2168, 1976.
- KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; COTÉ, O. R. Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 98, p. 563–589, 1972.
- KAN, A. *Estimativa de Evapotranspiração Real com Base na Análise de Recessão dos Hidrogramas*. 257 p. Tese (Doutorado) — UFPR, 2005.
- KANDA, M.; A., I.; O., L. M.; RAASCH, S.; WATANABE, T. Les study of the imbalance problem with eddy covariance fluxes. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 110, p. 381–404, 2004.
- KELLEY, C. T. *Iterative Methods for Optimization*. [S.l.]: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1999. 196 p.
- KOLMOGOROV, A. N. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, v. 32, 1941.
- KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, v. 30, 1941.
- KONDO, J.; KANECHIKA, O.; YASUDA, N. Heat and momentum transfer and strong stability in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 35, p. 1012–1021, 1978.
- KUNDU, P. K. *Fluid Mechanics*. [S.l.]: Academic Press, 1990. 638 p.
- LIN, C. C.; SEGEL, L. A. *Mathematics Applied to Deterministic Problems in the Natural Sciences*. [S.l.]: SIAM, 1988. 609 p.
- LUMLEY, J.; PANOFSKY, H. *The Structure of Atmospheric Turbulence*. [S.l.]: Wiley Interscience, 1964. 239 p.
- MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, v. 11, p. 263–279, 1998.
- MAHRT, L.; DESJARDIN, R.; MACPHERSON, J. Observation of fluxes over heterogeneous surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 67, p. 345–367, 1994.

- MAHRT, L.; VICKERS, D.; SUN, J.; JENSEN, N. O.; JORGENSEN, H.; PARDYJAK, E.; FERNANDO, H. Determination of surface drag coefficient. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 99, p. 249–276, 2001.
- MCMILLEN, R. An eddy correlation technique with extended applicability to non-simple terrain. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 43, p. 231–245, 1987.
- MCNAUGHTON, K. G. Turbulence structure of the unstable atmospheric surface layer and transition to the outer layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 112, p. 199–221, 2004.
- MCNAUGHTON, K. G. On the kinetic energy budget of the unstable atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 118, p. 83–107, 2006.
- MCNAUGHTON, K. G.; CLEMENT, R. J.; MONCRIEF, J. B. Scaling properties of velocity and temperature spectra above the surface friction layer in a convective atmospheric boundary layer. *Nonlinear Processes in Geophysics*, v. 14, p. 257–271, 2007.
- MCNAUGHTON, K. G.; LAUBACH, J. Unsteadiness as a cause of non-equality of eddy diffusivities for heat and vapour at the base of an advective inversion. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 88, p. 479–504, 1998.
- MORAES, O. L. L.; ACEVEDO, O. Fluxos turbulentos na atmosfera. In: _____. *Tópicos em turbulência e modelagem da dispersão de poluentes na camada limite planetária*. [S.l.]: Editora UFRGS, 2005. p. 17–29.
- NIEUWSTADT, F. T. M. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 41, n. 14, p. 2202–2216, 1984.
- NIEUWSTADT, F. T. M.; DOP, H. E. V. (Ed.). *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. [S.l.]: D. Reidel Publishing Company, 1984. 358 p.
- NOCEDAL, J.; WRIGHT, S. J. *Numerical Optimization*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1999. 636 p.
- OBUKHOV, A. M. Turbulence in an atmosphere with non-uniform temperature. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 1, p. 7–29, 1971.
- PAHLOW, M.; PARLANGE, M. B.; PORTÉ-ARGEL, F. On monin-obukhov similarity in the stable surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 99, p. 225–248, 2001.
- PANOFSKY, H. A.; DUTTON, J. A. *Atmospheric Turbulence*. [S.l.]: Wiley-Interscience, 1984. 239 p.
- PAULSON, C. A. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *Journal of Applied Meteorology*, v. 9, p. 857–861, 1970.
- POPE, S. *Turbulent Flows*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2000. 771 p.
- RANNIK, U.; VESALA, T. Autoregressive filtering versus linear detrending in estimation of fluxes by the eddy covariance method. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 91, p. 259–280, 1999.
- RIEDER, K. F.; SMITH, J. A.; WELLER, R. A. Observed directional characteristics of the wind, wind stress, and surface waves over the open ocean. *Journal of Geophysical Research*, v. 99, n. C11, p. 22589–22595, 1994.

SMEDMAN, A.-S. Observations of a multi-level turbulence structure in a very stable atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 44, p. 231–253, 1988.

SMEDMAN, A.-S. Some turbulence characteristics in stable atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 48, n. 6, p. 856–868, 1991.

SORBJAN, Z. Structure of the stably-stratified boundary layer during the *Sesame-1979* experiment. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 44, p. 255–266, 1988.

SORBJAN, Z. Local structure of turbulence in stably stratified boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 63, p. 1526–1537, 2006.

SORBJAN, Z. Local scales of turbulence in the stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 127, p. 261–271, 2008.

STEINFELD, G.; LETZEL, M. O.; RAASCH, S.; KANDA, M.; INAGAKI, A. Spatial representativeness of single tower measurements and the imbalance problem with eddy covariance-fluxes: results of a large-eddy simulation study. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 123, p. 77–98, 2007.

STULL, R. B. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. [S.l.]: Kluwer Academic Publishers, 1991. 667 p.

STULL, R. B. A convective transport theory for surface fluxes. *J. Atmos. Sci.*, v. 51, n. 1, p. 3–22, 1994.

TENNEKES, H. Simple model for the small-scale structure of turbulence. *Physical Fluids*, v. 11, p. 669–671, 1968.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. *A First Course in Turbulence*. [S.l.]: The MIT Press, 1972. 300 p.

VICKERS, D.; MAHRT, L. The cospectral gap and turbulent flux calculations. *J. Atmos. Sci.*, v. 20, p. 660–672, 2003.

VICKERS, D.; MAHRT, L. A solution for flux contamination by mesoscale motions with very weak turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 118, p. 431–447, 2006.

WEBER, R. O. Remarks on the definition and estimation of friction velocity. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 93, p. 197–209, 1999.

WILCZAK, J. M.; ONCLEY, S. P.; STAGE, S. A. Sonic anemometer tilt correction algorithms. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 99, p. 127–150, 2001.

WYNGAARD, J. C. Modeling the planetary boundary layer - extension to the stable case. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 9, p. 441–460, 1975.

WYNGAARD, J. C. Boundary-layer modelling. In: _____. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. [S.l.]: D. Reidel Publishing Company, 1984. cap. 3, p. 69–106.

WYNGAARD, J. C.; ARYA, S. P. S.; COTÉ, O. R. Some aspects of the structure of convective planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, v. 31, p. 747–753, 1974.

WYNGAARD, J. C.; COTé, O. R. The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 28, p. 190–201, 1971.

WYNGAARD, J. C.; COTé, O. R.; IZUMI, Y. Local free convection, similarity, and the budgets of shear stress and heat flux. *J. Atmos. Sci.*, v. 28, p. 1171–1182, 1971.

ZILITINKEVICH, S. A generalized scaling for convective shear flows. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 70, p. 51–78, 1994.

ZILITINKEVICH, S. S. On the turbulence and diffusion under free convective conditions. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. Atmosf. i Okeana*, v. 7, p. 1263–1269, 1971.